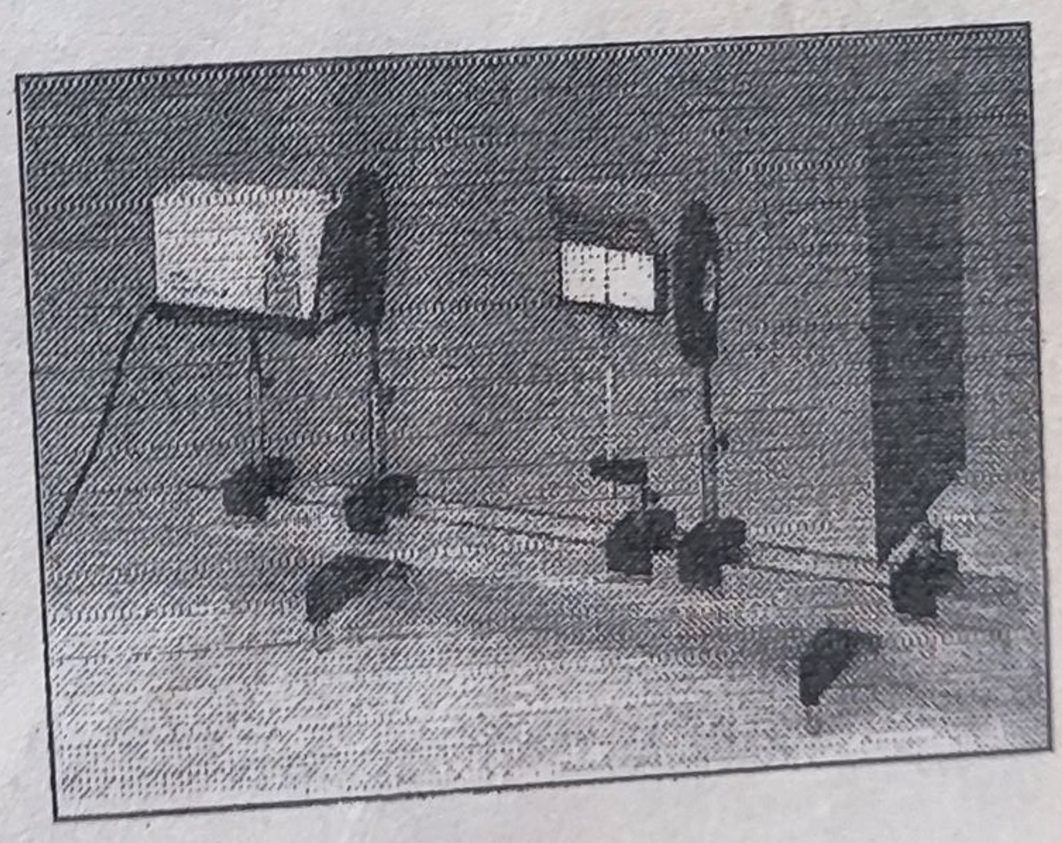
63

UNIVERSITATEA BACĂU
FACULTATEA DE LITERE ŞI ŞTIINŢE

VALERIU MUŞINSCHI

LAZĂR IULIANA LAZĂR GABRIEL

OPTICA
- LUCRĂRI PRACTICE -
- PARTEA I -



BACAU - 1996

309.328

CUPRINS

INTRODUCERE I

L.1 MASURARI FOCOMETRICE 1

L.2 STUDIUL ABERATIILOR. ABERATIA DE SFERICITATE SI ABERATIA CROMATICA 8

L.3 MICROSCOPUL 14

L.4 DETERMINAREA INDICELUI DE REFRACTIE LA LICHIDE. REFRACTOMETRUL ABBE 21

L.5 DETERMINAREA INDICELUI DE REFRACTIE AL UNEI PRISME PRIN METODA MINIMULUI DE DEVIATIE 24

L.6 DISPERSIA LUMINII 28

L.7 DETERMINAREA RAZEI DE CURBURA A UNEI LENTILE CU AJUTORUL INELELOR LUI NEWTON 34

L.8 INTERFERENTA CU OGLINZILE FRESNEL 40

L.9 INTERFEROMETRUL MICHELSON 43

L.10 METODA INTERFERENTIALA DE DETERMINARE A GROSIMII STRATURILOR SUBTIRI 48

L.11 METODA INTERFERENTIALA DE DETERMINARE A GROSIMII UNUI FIR 53

L12 MODELAREA PROCESULUI DE INTERFERENTA MULTIPLA IN INTERFEROMETRUL FABRY-PEROT 57

L.13 RETELE OPTICE DE DIFRACTIE 68

L.14 DIFRACTIA FRAUNHOFER PE O FANTA DREPTUNGHIULARA 72

ANEXA COMENZI PENTRU PRELUCRAREA DATELOR IN MODUL GRAFIC CU CASSY 79

BIBLIOGAFIE 81

INTRODUCERE

Norme cu privire la desfăşurarea lucrărilor de laborator

1.Studenţii sunt obligaţi să se prezinte la laborator pregătiţi cu partea teoretică şi experimentală a lucrării ce urmează a fi executată şi cu referatul lucrării efectuate la laboratorul anterior. Inainte de începerea lucrării propriu-zise ei vor fi chestionaţi.

2.Nivelul pregătirii şi activitatea studentului la fiecare lucrare este notată, iar aprecierea globală a activităţii la laborator are o pondere însemnată la promovarea examenului.

3.Nu vor fi admişi la examen studenţii care nu şi-au efectuat minimum 80% din lucrările planificate. De asemenea, nu vor fi admişi la refacerea lucrărilor acei studenţi care au absentat nemotivat.

4.Toţi studenţii unei echipe de lucru trebuie să participe efectiv atât la realizarea montajelor electrice, cât şi la efectuarea măsurătorilor şi prelucrarea datelor experimentale.

5.Este interzis ca studenţii să manevreze fără rost comutatoare, întrerupătoare, butoane, cursoare etc. de la aparate şi instalaţii electrice existente în laborator.

6.Dacă în timpul efectuării măsurătorilor experimentale studenţii constată apariţa unor defecţiuni sau a unor anomalii în regimul de lucru, ei vor deconecta imediat sursa de alimentare şi vor înştiinţa conducătorul de lucrări, fără a încerca să remedieze singuri sau să camufleze defecţiunea ivită.

7.După terminarea măsurătorilor şi a calculelor necesare, rezultatele obţinute vor fi arătate conducătorului de lucrări care, în cazul când constată că lucrarea a fost executată satisfăcător, dă dispoziţie să se desfacă montajul.

8.La începutul lucrării de laborator curente, studenţii vor prezenta referatul complet al lucrării precedente.

Redactarea referatului

Fiecare student trebuie să întocmească un referat asupra lucrării de laborator efectuate. Referatele studenţilor care alcătuiesc o echipă de lucru vor conţine rezultate experimentale identice.

Pentru fiecare lucrare, referatul trebuie să conţină un rezumat al noţiunilor teoretice,

modul de lucru, dispozitivele experimentale şi datele obţinute.

Fiecare tabel cu rezultate experimentale (măsurate şi calculate) trebuie să aibă un cap, la coloanele căruia se vor indica simbolurile mărimilor fizice şi unităţile de măsură corespunzătoare.

La prezentarea rezultatelor experimentale sub formă de grafice (curbe), scara pentru variabila independentă trebuie aleasă de-a lungul axei absciselor, iar pentru variabila dependentă pe axa ordonatelor.

Nu este necesar ca întotdeauna scările pentru axele de ordonate să înceapă de la valoarea zero, ci cu valoarea cea mai mică şi să se termine cu valoarea cea mai mare dintre datele obţinute experimental.

Când folosim aceleaşi axe de coordonate (dar alegem scări diferite) pentru a reprezenta graficul de variaţie a mai multor parametri în funcţie de aceeaşi variabilă independentă, este recomandabilă utilizarea unor simboluri diferite (cerculeţe, triunghiuri,cruciuliţe etc.) pentru marcarea datelor respective, trasarea unor curbe prin linii continue iar a altora prin linii întrerupte sau folosirea diverselor culori. In aceste cazuri graficul va fi însoţit şi de o legendă explicativă.

Pentru a aprecia just traseul cel mai probabil al unei curbe printr-un şir de puncte marcate, trebuie să se ţină seama de următoarele principii:

a)în măsura posibilului, curba să treacă cât mai aproape de toate punctele marcate;

b)nu este necesar ca ea să treacă numai decât printr-un anumit punct, cu atât mai puţin prin punctele extreme;

c)curba nu trebuie să conţină particularităţi (discontinuităţi sau unghiuri) inexplicabile;

d)luând grupe nu prea mici de puncte, circa jumătate dintre ele trebuie să fie situate de o parte a curbei, iar restul de cealaltă parte.

Lucrarea nr. 1 MĂSURĂRI FOCOMETRICE

A. *Scopul lucrării*

Determinarea distanţelor focale la lentile convergente, divergente, sisteme de lentile.

B. *Dispozitive şi materiale necesare*

Banc optic, lampă cu Na, lampă cu halogen, lentile cu f=50 mm, f=100 mm, f=200 mm şi f=-150 mm, obiect, ecran.

C. *Principiul fizic al lucrării.*

Metodele de determinare a distanţelor focale la oglinzi, lentile şi în general pentru orice sistem optic centrat, formează capitolul de optică geometrică numit focometrie. Aceste metode se bazează în general pe cunoaşterea poziţiei obiectului şi a imaginii lui faţă de sistemul optic, eventual şi pe cunoaşterea mărimilor transversale respective.

Un sistem optic centrat reprezintă o succesiune de dioptrii sau oglinzi având aceeaşi axă principală. Sistemul se numeşte dioptric dacă are numai suprafeţe refractante, catroptic dacă are numai suprafeţe reflectante şi cadioptric dacă are şi suprafeţe reflectante şi suprafeţe refractante. Dioptrii plani sau oglinzile plane, care fac parte dintr-un sistem centrat, sunt perpendiculare pe axa sistemului. Astfel, axa optică principală are proprietatea de a fi singura dreapta normală pe toate suprafeţele sistemului.

Intr-un sistem optic ideal, unui punct obiect trebuie să-i corespundă un singur punct imagine, aceste puncte numindu-se puncte optic conjugate. Condiţia de stigmatism enunţată mai sus este îndeplinită practic în cazul fasciculelor paraxiale, adică în aproximaţia gaussiană.

In cazul particular, când punctul obiect se află la infinit şi razele incindente în sistem formează un fascicul paralel cu axa principală, razele emergente se strâng într-un punct numit focarul principal imagine (F'). Analog, focarul principal obiect (F) este punctul obiect situat pe axa principală, conjugat optic cu punctul imagine situat la infinit (deci un fascicul emergent paralel cu axa principală). Un sistem optic se mai caracterizează şi prin punctele conjugate pentru care sistemul prezintă măriri unitare: punctele principale (H şi H') pentru care mărirea transversală este m_y=1 şi punctele nodale (N şi N') pentru care mărirea unghiulară este m_α=1.

Focarele, punctele principale, punctele nodale, precum şi planele perpendiculare pe axa optică a sistemului în aceste puncte constituie elementele cardinale ale sistemului optic.

Se poate arăta că planul principal imagine este locul geometric al punctelor de intersecţie între razele incidente paralele cu axa şi razele emergente corespunzătoare lor. La fel planul

principal obiect este locul punctelor de intersecţie între razele paralele cu axa din spaţiul imagine şi razele incidente corespunzătoare (fig.1.1). Distanţa HH' dintre planele principale poartă numele de interstiţiu sau interval optic şi se notează cu Δ.

Punctele nodale, conform definiţiei, au proprietatea că razei incindente ce trece prin N îi corespunde o rază emergentă ce trece prin N' care este paralelă cu raza incidentă (fig.1.1.).

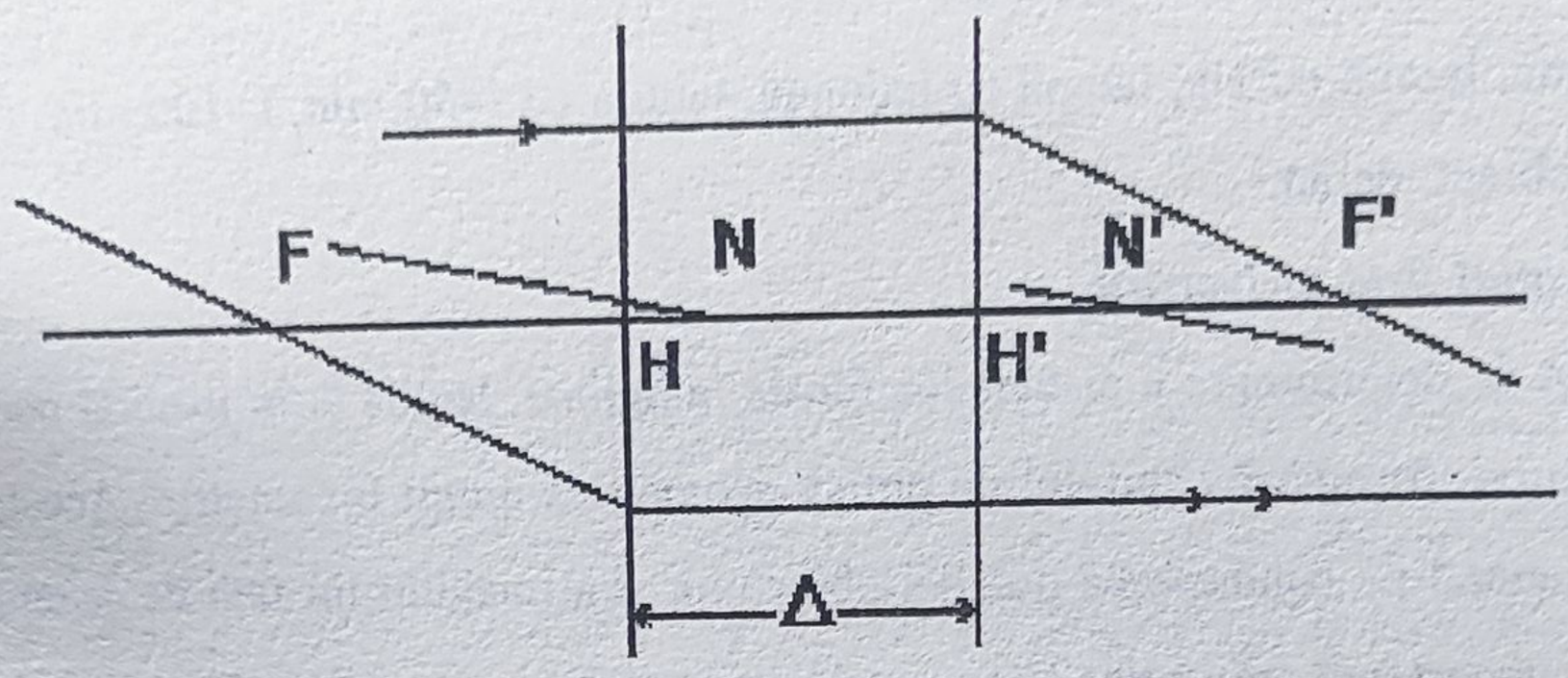


Fig.1.1.

Cunoaşterea acestor elemente cardinale este suficientă pentru a forma imaginea unui obiect dat, fără a mai urmări mersul real al razelor prin fiecare element constituent al sistemului. Ca elemente cardinale se mai consideră adesea şi punctele conjugate pentru care măririle sînt unitare, dar negative: punctele antiprincipale (m_y=-1) şi punctele antinodale (m_σ=-1).

Dacă sistemul optic centrat este mărginit în ambele părţi de acelaşi mediu (de exemplu aer), punctele nodale coincid cu cele principale. In acest caz singurele elemente care sunt suficiente pentru construirea imaginilor sunt focarele şi planele principale. Distanţa de la planul principal imagine la focarul imagine se numeşte distanţă focală a sistemului şi este egală în valoare absolută cu distanţa de la planul principal obiect la focarul obiect. Construcţia imaginii în acest caz este dată în figura 1.2.

Ecuaţiile sistemului optic, din care se vor folosi doar ecuaţia punctelor conjugate şi ecuaţia măririi transversale, vor depinde de originile alese pentru măsurarea distanţelor şi se vor scrie în următoarele convenţii de semn:

-Sensul pozitiv de propagare a luminii se consideră de la stânga la dreapta ;

-Coordonatele punctelor sunt pozitive la dreapta şi deasupra originii şi negative la stânga şi în josul originii.

In cazul distanţelor măsurate de la punctele principale, relaţiile amintite mai sus pentru un sistem centrat sunt analoage cu cele cunoscute de la dioptrul sferic, cu deosebirea că la

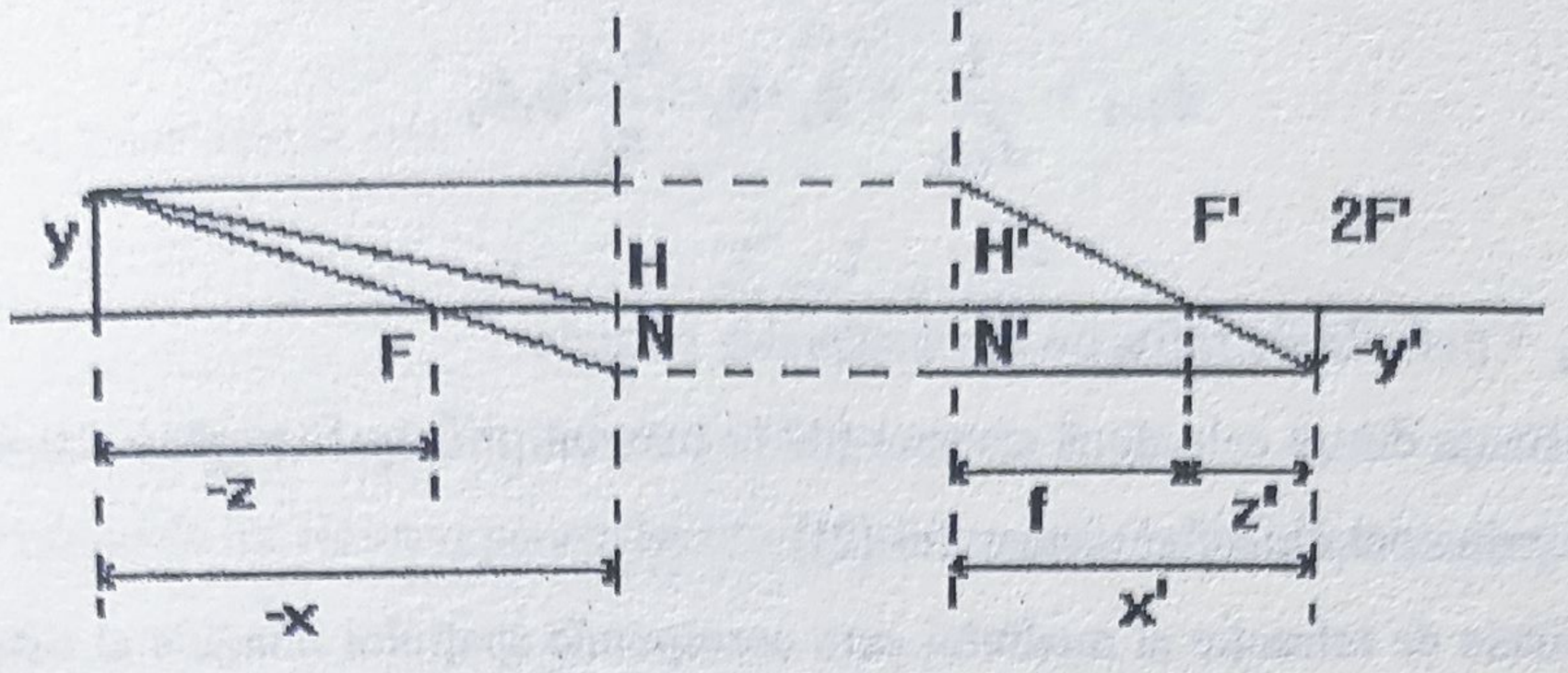


Fig.1.2.

dioptrul sferic ambele puncte principale coincid cu vârful dioptrului şi deci există o singură origine pentru măsurarea distanţelor, pe când la un sistem centrat oarecare punctele principale sunt distincte şi se consideră două origini pentru măsurarea distanţelor: punctul principal obiect pentru distanţele referitoare la spaţiul obiect şi punctul principal imagine pentru distanţele referitoare la spaţiul imagine.

Se fac următoarele notaţii (fig.1.2.):

n şi n' = indicii de refracţie pentru spaţiul obiect şi respectiv pentru spaţiul imagine sau în general pentru primul şi ultimul mediu care mărginesc sistemul optic.

x = distanţa de la punctul principal obiect la obiect;

x' = distanţa de la punctul principal imagine la imagine;

y şi y' = mărimea transversală a obiectului, respectiv a imaginii. Cu aceste notaţii ecuaţia punctelor conjugate este:

$$\frac{n'}{x'}-\frac{n}{x}=\Phi \qquad (1.1.)$$

şi ecuaţia măririi transversale este:

$$\frac{y'}{y}=\frac{nx'}{n'x} \qquad (1.2.)$$

unde Φ este puterea de refracţie sau puterea optică a sistemului.

Pentru un dioptru sferic cu raza de curbură R puterea de refracţie este:

$$\Phi=\frac{1}{f}=\frac{n'-n}{R} \qquad (1.3.)$$

Pentru un sistem optic format din două sisteme parţiale, de exemplu o lentilă (asociere

de doi dioptri) sau un sistem de două lentile, puterea de refracţie este dată de relaţia:

$$\Phi_{1-2} = \frac{1}{f_{1-2}} = \Phi_1 + \Phi_2 - \frac{d_{1-2}}{n_2}\Phi_1\Phi_2 \qquad (1.4.)$$

unde:

Φ_1 şi Φ_2 = puterile de refracţie ale sistemelor parţiale

d_{1-2} = distanţa dintre cele două sisteme (de la punctul principal imagine a sistemului (1) până la punctul principal obiect al sistemului (2)).

n_2 = indicele de refracţie al mediului care corespunde spaţiului imagine al sistemului (1) şi spaţiului obiect al sistemului (2).

La o lentilă d_{1-2} este grosimea ei, iar n_2 este indicele de refracţie din care este confecţionată lentila. La un sistem centrat format din două lentile subţiri d_{1-2} este distanţa dintre lentile, iar $n_2=1$ dacă spaţiul dintre lentile este aer.

Pentru o lentilă subţire sau pentru două lentile lipite, puterea de refracţie a sistemului corespunde condiţiei $d_{1-2}=0$ şi se reduce la:

$$\Phi_{1-2} = \Phi_1 = \Phi_2 \qquad (1.5.)$$

Pentru o lentilă sau un sistem de lentile în aer n=n'=1 şi relaţiile (1.1.) şi (1.2.) devin:

$$\frac{1}{x'} - \frac{1}{x} = \frac{1}{f} \qquad (1.1'.)$$

$$\frac{y'}{y} = \frac{x'}{x} \qquad (1.2'.)$$

La oglinzi, considerând reflexia ca un caz particular al refracţiei pentru care n'=-n=1, relaţiile (1.1.) şi (1.2.) devin:

$$\frac{1}{x'} + \frac{1}{x} = \frac{1}{f} \qquad (1.1'')$$

$$\frac{y'}{y} = -\frac{x'}{x} \qquad (1.2'')$$

Relaţiile de bază în cazul distanţelor măsurate de la focare poartă numele de formulele lui Newton. Cu notaţiile :

z =distanţa de la focarul obiect la obiect

z'=distanţa de la focarul imagine la imagine,

ecuaţia punctelor conjugate are forma:

$$\frac{z}{n}\frac{z'}{n'}=-f^2 \qquad (1.6.)$$

iar mărirea transversală este:

$$\frac{y'}{y}=\frac{f}{z/n}=-\frac{z'/n'}{f} \qquad (1.7.a \text{ şi } 1.7.b)$$

pentru dioptrul sferic şi analog pentru un sistem optic centrat.

Formulele lui Newton pentru lentile sau sisteme de lentile aflate în aer rezultă din condiţia n=n'=1 :

$$zz'=-f^2 \qquad (1.1.6')$$

$$\frac{y'}{y}=\frac{f}{z}=-\frac{z'}{f} \qquad (1.1.7')$$

Formulele lui Newton pentru oglinzi corespund condiţiei n'=-n=1 şi sunt :

$$zz'=f^2 \qquad (1.6'')$$

$$\frac{y'}{y}=-\frac{f}{z}=-\frac{z'}{f} \qquad (1.7'')$$

In continuare se prezintă câteva metode experimentale pentru determinarea distanţelor focale, care se bazează pe relaţiile de mai sus.

1.Metoda punctelor conjugate.

Se prinde pe ecran imaginea unui obiect dat şi se măsoară distanţele x şi x'. Metoda este aplicabilă în mod simplu în cazul oglinzilor şi lentilelor subţiri convergente, când se pot obţine imagini reale şi când distanţele se măsoară chiar de la oglindă sau de la lentila subţire.

La oglinzile sau lentilele divergente,pentru un obiect real, indiferent de poziţia lui, se obţin numai imagini virtuale care nu pot fi prinse pe ecran fiind formate la intersecţia prelungirilor razelor emergente din lentilă. In acest caz metoda poate fi folosită numai dacă se realizează un obiect virtual pentru care se pot obţine imagini reale. Un obiect virtual se află la intersecţia prelungirilor razelor care intră în sistem.

Pentru a realiza acest lucru se foloseşte o lentilă convergentă (L_1), care formează o imagine reală (I_1) pe un ecran şi în faţa acestei imagini se plasează lentila (sau oglinda) divergentă(L_2). Imaginea anterioară nu se mai vede pe ecran, însă prelungirea razelor incidente pe lentila divergentă formează un obiect virtual în dreptul poziţiei (P_1) a paravanului (fig.1.3). Se deplasează apoi paravanul (în P_2) până se pune la punct imaginea reală a obiectului virtual. Distanţele de la lentila subţire la cele două poziţii ale ecranului reprezintă mărimile x şi x'

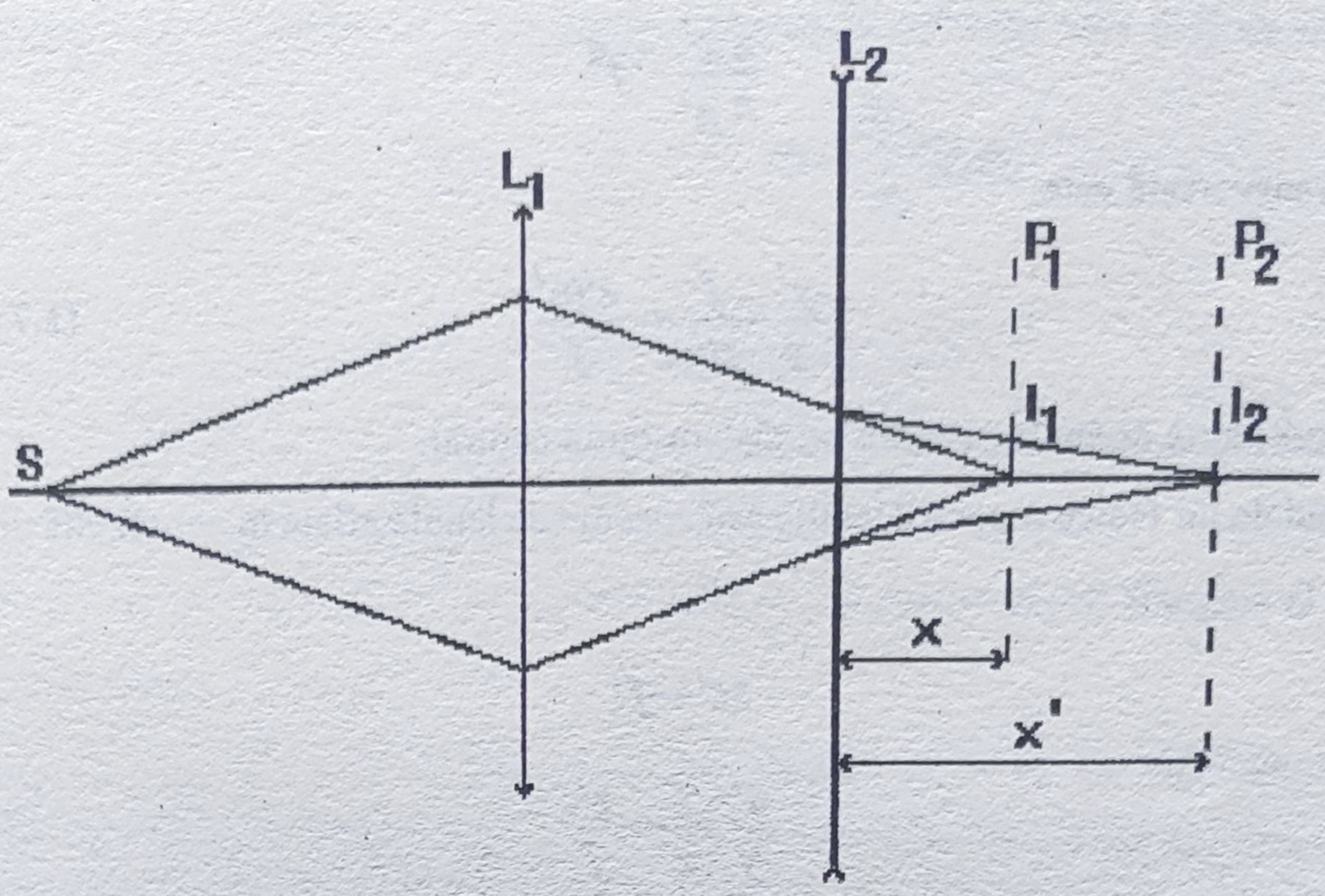


Fig.1.3.

(fig.1.3).

2.Metoda Bessel

Această metodă se bazează pe faptul că pentru o distanţă dată (D) între obiect şi paravan, prin deplasarea unei lentile convergente se găsesc două poziţii pentru care se obţin pe ecran imagini clare, una mai mică şi alta mai mare ca obiectul.

Deplasarea (d) a lentilei între cele două poziţii se determină din ecuaţia (1.1') a punctelor conjugate şi din relaţia:

$$x + x' = D \tag{1.8.}$$

care explică pe D.

Prin eliminarea lui x' din ecuaţiile (1.1') şi (1.8) rezultă o ecuaţie de gradul doi în x ($x^2+Dx+fD=0$), care admite două rădăcini reale şi distincte dacă determinantul ecuaţiei este pozitiv ($D>4f$). Deplasarea lentilei este egală cu diferenţa dintre cele două valori ale lui x, ($d=x_2-x_1$) şi prin urmare expresia distanţei focale este:

$$f=\frac{D^2-d^2}{4D} \tag{1.9.}$$

Metoda Bessel are următoarele avantaje:

-Intervalul de deplasare al lentilei pentru care imaginea poate fi considerată clară este mai mic decât intervalul corespunzător de deplasare al ecranului din metoda anterioară, deoarece prin deplasarea lentilei se modifică simultan şi x şi x' pe când la deplasarea ecranului se modifică numai x'.

-Se evită măsurarea distanţelor direct de la lentilă şi se anulează astfel eroarea făcută din considerarea planelor principale ale lentilei în dreptul indicatorului ei. Aceste plane pot să fie în interiorul sau în afara lentilei, mai ales la meniscuri.

Dacă metoda se foloseşte pentru lentile groase, din distanţa măsurată între obiect şi ecran trebuie să se scadă grosimea lentilei pentru a obţine distanţa D dată de (1.8).

D.*Determinări experimentale*

Sarcinile practice ale acestei lucrări sunt:

1.Determinarea distanţei focale la o lentilă convergentă subţire

2.Determinarea distanţei focale la o lentilă divergentă

3.Determinarea distanţei focale a unui sistem optic format din două lentile distanţate şi stabilirea poziţiilor elementelor cardinale.

Se folosesc următoarele metode:

1)*Metoda punctelor conjugate.*

Folosind lentilele cu f_1=50mm, f_2=100mm, f_3=200mm se obţin imaginile reale ale obiectului situat în faţa lămpii cu halogen sau ale filamentului sursei de lumină pe ecran.

Se măsoară pe bancul optic distanţele: obiect-lentilă (x) şi lentilă-ecran (x') şi se calculează pentru fiecare pereche x, x' distanţa focală. Se repetă măsurătorile pentru o aceeaşi lentilă de circa 10 ori. Se calculează $\overline{f_i}$ şi σ_{f_i}.

Pentru a obţine pe ecran imaginea virtuală dată de lentila divergentă f_4=-150mm, se foloseşte lentila convergentă f_2=100mm care formează o imagine reală (I_1) pe ecran şi în faţa acesteia se plasează lentila divergentă.

Se deplasează ecranul până se pune la punct imaginea reală a obiectului virtual. Distanţele de la lentila subţire la cele două poziţii ale ecranului reprezintă mărimile x şi x'.

Se repetă măsurătorile pentru lentila divergentă de circa 10 ori. Se calculează $\overline{f_i}$ şi σ_{f_4}.

2. *Metoda Bessel.*

Pentru o distanţă D între obiect şi ecran, stabilită, se deplasează lentilele convergente pentru a obţine pe ecran imagini clare, una mai mică şi alta mai mare a obiectului.

Se măsoară pe bancul optic distanţele obiect-ecran D şi deplasarea d a lentilei între cele două poziţii.

Se repetă măsurătorile pentru fiecare lentilă convergentă de circa 10 ori. Se calculează f_i, $\overline{f_i}$, σ_{f_i}.

Lucrarea nr. 2. STUDIUL ABERATIILOR.

a. ABERATIA DE SFERICITATE

b. ABERATIA CROMATICA

A. *Scopul lucrării*

Punerea în evidenţă a aberaţiilor produse de către lentile, studiul variaţiei aberaţiei de sfericitate în funcţie de deschiderea lentilei, determinarea valorii nominale a distanţei focale a lentilei şi calcularea razei de curbură a feţei convexe; aberaţia cromatică, dependenţa distanţei focale de lungimea de undă.

B. *Dispozitive şi materiale necesare*

Banc optic, lampă cu incandescenţă, lentile cu deschidere variabilă, măşti pentru studiul aberaţiilor, ecran, filtre.

C. *Principiul fizic al lucrării*

In aproximaţia gaussiană care presupune fascicule înguste, învecinate cu axa sistemului optic, imaginea unui obiect este bună dacă îndeplineşte trei condiţii şi anume: să fie stigmatică, plană şi ortoscopică.

Imaginea stigmatică este o imagine precisă, în care fiecărui punct-obiect îi corespunde un punct-imagine.

Imagine plană este o imagine pentru care fiecărui obiect-plan, perpendicular pe axa optică îi corespunde o imagine plană, de asemenea perpendiculară pe axă.

Imaginea ortoscopică este o imagine nedeformată, asemenea obiectului, indiferent de locul considerat în planul imagine.

Orice abatere de la stigmatism, planeitate sau ortoscopie se numeşte *aberaţie*. Numele de aberaţie a fost adoptat în cazul defectelor oglinzilor şi al sistemelor centrate, deci al lentilelor. Evitarea aberaţiilor, adică obţinerea unor imagini nedeformate, clare, necolorate, este posibilă dacă folosim fascicule înguste, paraxiale sau de înclinare mică faţă de axa sistemului şi lucrăm cu radiaţii monocromatice, caz în care indicele de refracţie al lentilei este constant.

Aceste condiţii de lucru nu corespund însă decât rareori necesităţlor experimentale. De obicei, fasciculele sunt largi, apreciabil înclinate faţă de axă, iar radiaţiile sunt policromatice, de aceea atât studiul aberaţiilor, cât mai ales găsirea căilor de corectare a lor sunt absolut necesare.

După felul fasciculului: axial sau extraaxial, îngust sau larg, sau după natura radiaţiilor

care-l produc, aberaţiile pot fi clasificate în diverse moduri. In cele ce urmează a fost aleasă una din clasificările posibile în cazul lentilelor :

Aberaţiile lentilelor:

- geometrice (radiaţii monocromatice, indice de refracţie constant)
  - fascicole largi
    - fascicole axiale = *aberaţia de sfericitate*
    - fascicole înclinate = *coma*
  - fascicole înguste înclinate
    - obiect punctual extraaxial = *astigmatism*
    - obiect liniar perpendicular pe axa optică = *curbura câmpului imagine*
    - obiect plan perpendicular pe axa optică = *distorsiune*
- cromatice (radiaţii policromatice, indicele de refracţie variază cu lungimea de undă)

Uneori, în cazul unor fascicule foarte înguste, obţinute printr-o puternică diafragmare, apar de asemenea imagini deformate datorate fenomenului de difracţie, care va fi studiat într-o altă lucrare.

După cum se folosesc fascicule înguste, dar înclinate faţă de axa optică sau fascicule largi care pornesc fie din puncte de pe axă (ori vecine cu acestea), fie din puncte depărtate de axă, vor apare unele sau altele din aberaţiile menţionate, stricând calitatea imaginilor, ceea ce le face supărătoare.

In construirea sistemelor optice înlăturarea completă şi/sau simultană a tuturor aberaţiilor nu este practic niciodată posibilă, dar se poate realiza o reducere la un minim acceptabil a acelora care deranjează mai mult într-un anumit sistem.

a. Aberaţia de sfericitate.

1.*Condiţii în care apare.*

Fasciculele largi, axiale, care provin de la un punct obiect situat pe axa optică, dau imagini punctiforme diferite ale obiectului, după cum razele care cad pe lentilă sunt mai apropiate sau mai depărtate de axă. Cele apropiate dau o imagine mai depărtată de lentilă P_c', decât cea dată de razele care vin din regiunile depărtate de axă, P_m' (fig.2.1).

2.*Aspectul-forma imaginii.*

Razele emergente, corespunzătoare razelor incidente ale unui fascicul oarecare, nu se întâlnesc toate într-un unic punct imagine, dar ele sunt tangente la o suprafaţă de revoluţie numită caustica lentilei, curba punctată din figură. Se distinge aberaţia de sfericitate longitudinală-măsurată pe axa sistemului, segmentul $P_m'P_o'$ şi aberaţia de sfericitate transversală-măsurată perpendicular pe axă, constând dintr-o pată luminoasă, de rază $P_o'M$.

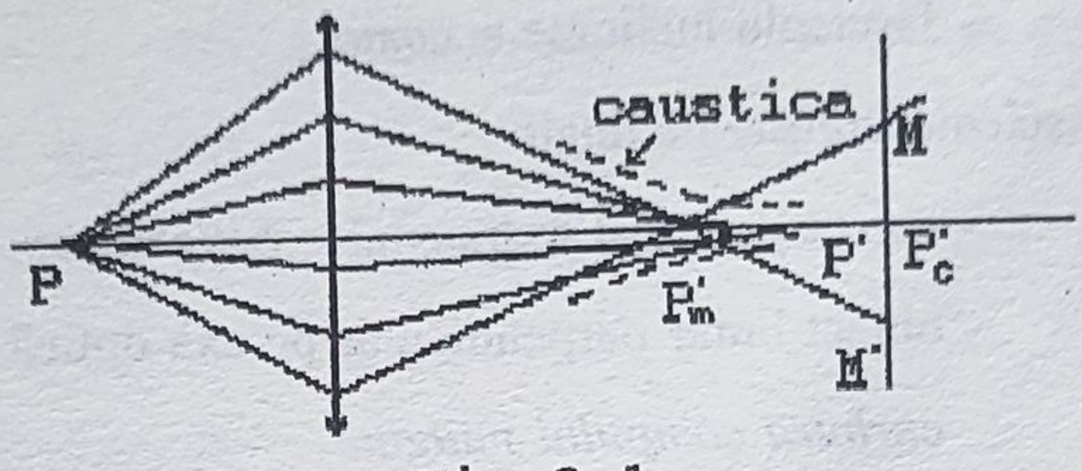


Fig.2.1.

După cum s-a arătat în introducere, aberaţia de sfericitate apare la fasciculele largi, axiale şi constă în abaterea de la stigmatism; unui punct-obiect corespunzându-i mai multe puncte-imagine. Aberaţia este cu atât mai accentuată cu cât fasciculele de lumină, care formează imaginea unui obiect, sunt mai depărtate de axa lentilei, adică cu cât deschiderea lentilei este mai mare, cum reiese din figura 2.1. Valoarea aberaţiei depinde de asemenea de curbura suprafeţelor lentilei şi de indicele de refracţie n.

Dispozitivul experimental constă dintr-o sursă S (bec cu incandescenţă), o lentilă plan-convexă, de deschidere mare şi un ecran, toate montate pe suporţi care pot culisa pe un banc optic, lung, gradat în mm. Sursa va fi situată la distanţă mare, aproximativ 2 m, faţă de lentilă. Pa faţa plană a lentilei este montat un sistem de două discuri, care se rotesc unul faţă de celălalt, prevăzute cu o serie de orificii, practicate în mod convenabil. Prin rotirea lor va fi permisă trecerea luminii prin lentilă doar prin perechi de deschideri dispuse simetric, pe rând, în diverse regiuni ale lentilei, mai apropiate sau mai depărtate de axă. Acest număr de şapte perechi de orificii, situate la distanţa a_i de centru permit acoperirea întregii deschideri a lentilei. Datorită tocmai aberaţiei de sfericitate, poziţia ecranului care prinde imaginea unui obiect va fi de fiecare dată alta, pentru o pereche de deschideri (fig.2.1), cu alte cuvinte, din relaţia punctelor conjugate pentru lentile:

$$\frac{1}{f}=\frac{1}{x'}-\frac{1}{x} \qquad (2.1.)$$

se observă că pentru fiecare pereche de deschideri se va calcula altă valoare a lui f.

Mărimile din relaţia (2.1.) reprezintă:

f = distanţa focală a lentilei,

x = distanţa de la lentilă la obiect,

x'= distanţa de la lentilă la imagine.

Pe de altă parte, relaţiile fundamentale ale dioptrului sferic, aplicate la o lentilă subţire de sticlă, conduc la expresia:

$$\frac{1}{f}=(n-1)(\frac{1}{R_1}-\frac{1}{R_2}) \qquad (2.2.)$$

unde: f = distanţa focală a lentilei,

n = indicele de refracţie,

R_1 şi R_2= razele de curbură ale celor două feţe ale lentilei.

Având în vedere că lentila utilizată în laborator este din sticlă cu $n=1,5$ şi de formă plan-convexă, deci $R_2=\infty$, relaţia precedentă devine:

$$f=2R_1 \qquad (2.3.)$$

b. Aberaţia cromatică

Aberaţia cromatică se datoreşte fenomenului de dispersie a luminii. Prin dispersie se înţelege variaţia indicelui de refracţie al unui mediu în funcţie de lungimea de undă a radiaţiei care îl străbate, astfel încât pentru un mediu transparent dat, indicele de refracţie este o funcţie de lungimea de undă.

Pentru materialele din care sunt confecţionate lentilele, în general indicele de refracţie creşte odată cu micşorarea lungimii de undă. Astfel, printr-o lentilă de sticlă, razele de lumină din domeniul violet vor fi refractate mai puternic decât cele din domeniul roşu.

După cum s-a stabilit în lucrarea de focometrie, expresia distanţei focale a unei lentile se scrie ca fiind:

$$\frac{1}{f}=(n-1)(\frac{1}{R_1}-\frac{1}{R_2}) \qquad (2.4.)$$

Deci, dacă pe o lentilă subţire cade un fascicol paralel de lumină monocromatică de culoare roşie, pentru care indicele de refracţie al lemtilei este n_r, el se va concentra într-un punct din planul focal al lentilei, aflat la distanţa f_r, dată de relaţia (2.4.). Dacă lumina incidentă este violetă, indicele de refracţie corespunzător va fi $n_v>n_r$ şi în conformitate cu relaţia de mai sus, distanţa până la noul plan focal va fi $f_v<f_r$.

Această variaţie a distanţei focale a unei lentile pentru diferite lungimi de undă se

numeşte *aberaţie cromatică*.

D. *Determinări experimentale*

a. Aberaţia de sfericitate

1. Se aşează lentila cu deschidere reglabilă la o anumită distanţă x de sursă.

2. Se citeşte deschiderea lentilei.

3. Se deplasează ecranul până se obţine o singură imagine clară, micşorată a obiectului, şi se citeşte distanţa lentilă-ecran (x') corespunzătoare, calculâdu-se din ecuaţia punctelor conjugate valoarea f_{im}.

4. Se repetă măsurătorile de circa 10 ori şi se calculează $\overline{f_{im}}, \sigma_{im}$.

5. Se repetă operaţiile 2,3,4 variind deschiderea lentilei.

6. Se înlătură lentila cu deschidere reglabilă şi se montează pe bancul optic lentila divergentă.

7. Se ataşează lentilei discurile prevăzute cu orificii externe şi interne.

8. Se repetă operaţiile 3,4 pentru fiecare disc în parte.

9. Se fac aceleaşi măsurători în condiţiile în care obţinem o imagine mărită obiectului şi se calculează seria de valori f_{iM}.

10. Din valorile obţinute pentru distanţele focale ale fiecărei deschideri se calculează media:

$$F_i = \frac{f_{im} + f_{iM}}{2} \qquad (2.5.)$$

11. Se trasează diagrama $f_i = f_i(a_i)$ pentru lentila cu deschidere reglabilă.

12. Se va efectua calculul erorilor.

13. In cazul ataşării discurilor se va compara valoarea exactă a distanţei focale (f=150 mm) cu valoarea nominală f_n şi se va calcula raza de curbură a feţei convexe:

$$R_1 = \frac{f_n}{2} \qquad (2.6.)$$

b. Aberaţia cromatică

Pentru a determina distanţa focală a lentilei la diferite lungimi de undă, se fixează în ordine pe bancul optic: o lampă cu incandescenţă, obiectul, filtrul monocromatic, lentila şi ecranul de observaţie.

1. Se deplasează lentila astfel încât pe ecran să se formeze imaginea obiectului.

2. Se măsoară pe bancul optic distanţele: obiect-lentilă (x) şi lentilă-ecran (x') şi se calculează pentru fiecare pereche x, x' distanţa focală f cu relaţia:

3. Se repetă măsurătorile pentru o aceeaşi lentilă de circa 10 ori. Se calculează $\overline{f_i}$ şi σ_{fi}.

$$\frac{1}{x'}-\frac{1}{x}=\frac{1}{f} \qquad (2.7.)$$

4. Cunoscând razele de curbură ale lentilei ($R_1=\infty$ şi R_2 calculat la punctul anterior), din relaţia (2.4) se determină indicele de refracţie al lentilei.

5. Se trasează graficul de dispersie al materialului lentilei, $n=f(\lambda)$.

Lucrarea nr.3. MICROSCOPUL

A. *Scopul lucrării:*

Studiul microscopului. Determinarea lungimii transversale a unor obiecte microscopice pe direcţie perpendiculară la axa optică a microscopului.

B. *Dispozitive şi materiale necesare:*

Microscop cu şurub micrometric, lampă pentru microscop, micrometru obiectiv, micrometru ocular, eşantioane de studiu.

C. *Principiul fizic al lucrării.*

Microscopul este un sistem optic centrat care lucrează în combinaţie cu ochiul şi care ne permite să observăm obiecte de mici dimensiuni (detalii) pe care nu le putem observa cu ochiul liber. El este format din două sisteme de lentile convergente: *obiectivul* cu distanţa focală de câţiva milimetri şi *ocularul* cu distanţa focală de ordinul centimetrului. Cele două sisteme de lentile sunt montate într-un tub cilindric numit *tubul microscopului* şi care poate fi deplasat în lungul axei optice cu ajutorul unei cremaliere şi a unui şurub micrometric. Distanţa Δ dintre focarul imagine al obiectivului şi focarul obiect al ocularului se numeşte *interval optic* şi este egală, de regulă, cu 160 mm. În principiu, se poate considera că fiecare din sistemele de lentile care formează obiectivul sau ocularul este echivalent cu o lentilă convergentă subţire. Schema optică de principiu a microscopului şi modul de formare a imaginii în microscop, în aproximaţia opticii geometrice, sunt reprezentate în fig.3.1. Obiectul de studiat AB, de dimensiuni mici, se aşează în faţa focarului obiect F_1 al obiectivului Ob, dar foarte aproape de focar. Obiectivul formează imaginea A'B' care este reală, răsturnată şi mai mare decât obiectul. Observatorul priveşte imaginea A'B' prin ocularul Oc care funcţionează ca o lupă, deoarece este plasat astfel încît imaginea este situată între ocularul Oc şi focarul obiect F_2 dar foarte aproape de focar. Imaginea finală A"B" este răsturnată faţă de obiect, virtuală şi mult mărită. Ea se formează faţă de ochi la o distanţă δ~25 cm numită **distanţă de vedere optimă**.

Principalele mărimi caracteristice unui microscop sunt: *puterea de mărire, mărirea liniară transversală, puterea de separaţie şi adâncimea câmpului.*

Prin *puterea de mărire* a unui microscop se înţelege mărimea numeric egală cu raportul dintre tangenta unghiului sub care se vede imaginea obiectului prin microscop (fig.3.1) şi mărimea obiectului:

$$P=\frac{tg\alpha_2}{AB} \qquad (3.1.)$$

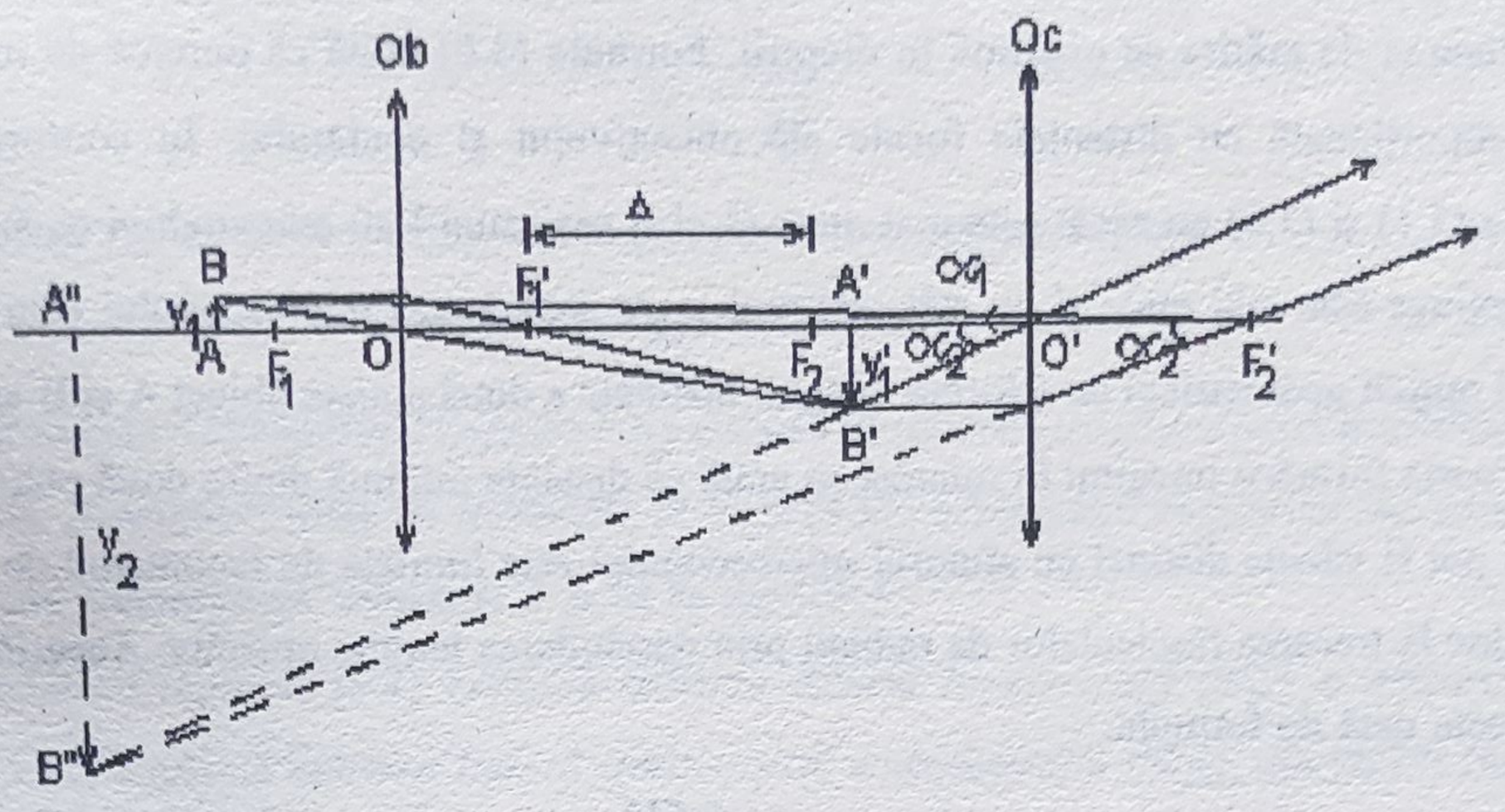


Fig.3.1

Puterea de mărire P poate fi exprimată în funcţie de distanţele focale ale obiectivului şi ocularului şi de intervalul optic după cum rezultă din următorul raţionament: înmulţind şi împărţind formula (3.1.) cu A'B' se poate scrie:

$$P=\frac{A'B'}{AB}\frac{tg\alpha_2}{A'B'} \qquad (3.2.)$$

Din triunghiurile asemenea ABO şi A'B'O (fig.3.1), făcând aproximaţiile OA' ≈ Δ şi OA ≈ f_1 se obţine:

$$\frac{A'B'}{AB}=\frac{A'O}{AO}\approx\frac{\Delta}{f_1} \qquad (3.3.)$$

Pe de altă parte, din triunghiul O'A'B' (fig.3.1), făcând aproximaţia A'O' ≈ f_2 se obţine:

$$tg\alpha_2=\frac{A'B'}{A'O'}\approx\frac{A'B'}{f_2} \qquad (3.4.)$$

Inlocuind (3.4) şi (3.3) în (3.2) rezultă formula:

$$P\approx\frac{\Delta}{f_1f_2} \qquad (3.5.)$$

Tinând seama de faptul că distanţele focale ale celor două lentile sunt mici în comparatie cu distanţa L dintre obiectiv şi ocular (lungimea tubului microscopului) se poate face aproximaţia Δ≈L, iar formula (3.5) poate fi scrisă sub forma:

$$P = \frac{L}{f_1 f_2} \tag{3.6.}$$

Puterea de mărire se exprimă în dioptrii. Formula (3.6) arată că puterea de mărire este invers proporţională cu distanţele focale ale obiectivului şi ocularului. In conformitate cu formulele (3.1) şi (3.6) cu cât P este mai mare (f_1 şi f_2 mai mici) cu atât unghiul α_2 sub care se vede imaginea este mai mare şi cu atât este mai mare capacitatea microscopului (din punct de vedere al opticii geometrice) de a forma imagini distincte a două puncte obiect A şi B apropiate.

Teoria formării imaginii în microscop arată că distanţa minimă dintre două puncte obiect care mai pot fi văzute distinct cu ajutorul microscopului este limitată de fenomenul de difracţie care are loc la trecerea fasciculelor de radiaţii prin deschiderea lentilei obiectiv. Această distanţă minimă este dată de formula:

$$(AB)_{min} = \frac{0{,}61\lambda}{n \sin\alpha_M} \tag{3.7.}$$

în care λ este lungimea de undă a radiaţiei utilizate pentru iluminarea obiectului, α_M este valoarea maximă a unghiului pe care îl formează cu axa optică razele care provin de la un punct al obiectului situat pe axa optică şi pătrund în lentila obiectiv iar n este indicele de refractie al mediului în care se află cele două puncte obiect. Mărimea:

$$R = \frac{1}{(AB)_{min}} = \frac{n \sin U_M}{0{,}61\lambda} \tag{3.8.}$$

se numeşte *putere de separaţie* (rezoluţie) a microscopului. Ea nu depinde de distanţele focale ale obiectivului şi ocularului şi în consecinţă nu poate fi mărită prin creşterea puterii de mărire P.

O altă mărime caracteristică microscopului este *mărirea liniară transversală* M definită ca fiind o mărime numeric egală cu raportul dintre mărimea imaginii A"B" aflată la distanţa de vedere optimă δ şi mărimea obiectului:

$$M = \frac{A''B''}{AB} \tag{3.9.}$$

Inmulţind şi împărţind formula (3.9) cu A'B' se poate scrie:

$$M = \frac{A''B''}{A'B'} \frac{A'B'}{AB} \tag{3.10.}$$

Din triunghiurile asemenea (fig.3.1), făcând aproximaţia $A''F_2' = \delta$ se obtine:

$$\frac{A''B''}{O'I_2} = \frac{A''B''}{A'B'} = \frac{\delta}{f_2} \qquad (3.11.)$$

Inlocuind (3.11) şi (3.3) în (3.10) se obţine formula:

$$M = \frac{\delta\Delta}{f_1 f_2} \qquad (3.12.)$$

Tinând seama de (3.5), formula (3.12) poate fi scrisă sub forma:

$$M = P\delta \qquad (3.13.)$$

Formula (3.13) stabileşte legătura între puterea de mărire a microscopului şi mărirea liniară transversală. In comformitate cu formulele (3.5) şi (3.12) schimbând obiectivul sau ocularul cu altele de alte convergenţe, mărimile P şi M se modifică.

Deoarece raportul (3.3) exprimă *mărirea liniară transversală* (M_{oo}) a ocularului iar raportul (3.11) exprimă *mărirea liniară transversală* a obiectivului (M_{ob}), din (3.12) rezultă că mărirea liniară a microscopului poate fi exprimată prin formula:

$$M = M_{oc} M_{ob} \qquad (3.14.)$$

De regulă, valorile mărimilor M_{oc} şi M_{ob} sunt înscrise pe monturile ocularului, respectiv, obiectivului.

Din teoria sistemelor optice centrate se ştie că distanţele focale f şi f' ale microscopului pot fi exprimate prin formula:

$$f = f' = \frac{f_1 f_2}{\Delta} \qquad (3.15.)$$

Dacă se notează cu x distanţa de la obiect la focarul principal obiect al microscopului şi cu x' distanţa de la imagine la focarul principal imagine al microscopului, atunci, în conformitate cu ecuaţia punctelor conjugate în forma dată de Newton se poate scrie:

$$xx' = ff' \qquad (3.16.)$$

Din (3.16) rezultă că dacă obiectul se deplasează din planul focal obiect (x=0) până la distanţa Δx_c dată de relaţia:

$$\Delta x_c \delta = ff' \qquad (3.17.)$$

imaginea se deplasează de la infinit ($x'=\infty$) la distanţa de vedere optimă ($x' = \delta$). Dacă deplasarea obiectului este mai mare decît distanţa Δx_c dată de relaţia (3.17), imaginea nu mai este clară pentru ochi. Din (3.15), (3.17) şi (3.5) rezultă:

$$\Delta x_c = \frac{1}{\delta}\left(\frac{f_1 f_2}{\Delta}\right) = \frac{1}{\delta p^2} \qquad (3.18.)$$

Tinând seama de faptul că mărimile f_1 şi f_2 sunt mult mai mici decît δ şi Δ rezultă că distanţa Δx_o pe care putem deplasa planul obiect pentru ca imaginea să rămână clară este foarte mică.

Mărimea Δx_o definită prin formula (3.18) se numeşte *adâncimea câmpului microscopului.*

Deoarece adâncimea câmpului microscopului este mică, existtă totdeauna un plan bine determinat în care trebuie să se afle situat obiectul microscopic pentru ca imaginea lui în microscop să fie clară. De aceea, cu ajutorul microscopului putem observa clar numai puncte obiect aflate într-un plan bine determinat sau in imediata lui vecinatate. De aici rezultă posibilitatea de a utiliza microscopul pentru măsurarea lungimii obiectelor microscopice. Cu microscopul se pot efectua atât măsurătorile de lungimi în lungul axei optice a microscopului (lungimi longitudinale) cât şi măsurători de lungimi într-un plan perpendicular pe axa optică a microscopului (lungimi transversale).

Determinarea lungimilor transversale ale unor obiecte microscopice

Dacă se utilizează un obiect liniar de lungime ΔL cunoscută (etalon), aşezat într-un plan bine determinat, perpendicular pe axa optică a microscopului şi se măsoară lungimea imaginii reale ΔL' a obiectului într-un plan aflat la o distanţă bine determinată faţă de planul în care este situat obiectul, se pote determina un factor de transformare M_r definit prin relaţia:

$$M_r = \frac{\Delta L'}{\Delta L} \qquad (3.19.)$$

Factorul de transformare (3.19) este o mărime caracteristică microscopului şi poate fi utilizat pentru etalonarea microscopului astfel încât el să poată fi folosit pentru determinarea lungimii unor obicte microscopice. Dacă în locul obiectului etalon se aşează un obiect liniar cu lungimea necunoscută Δl şi se măsoară mărimea corespunzătoare a lungimii Δl', în conformitate cu (3.19) se obţine:

$$M_r = \frac{\Delta l'}{\Delta l} \qquad (3.20.)$$

Cunoscând mărimile M_r şi Δl',cu formula (3.20) se calculează Δl.

D.*Determinări experimentale*

Se utilizează un microscop prevăzut cu şurub micrometric pentru deplasarea tubului microscopic. Pentru microscopul existent în laborator precizia de măsurare a deplasării tubului

microscopului este de 4μm care corespunde rotirii şurubului micrometric cu 1/50 dintr-o rotaţie completă (360°).La o rotaţie a şurubului micrometric cu 360° (50 diviziuni) tubul microscopului se deplasează cu 0,2 mm. Domeniul în care se poate măsura deplasarea tubului microscopului, cu precizia de 4μm, este cuprins între 0 şi 2mm (10 rotaţii complete ale şurubului micrometric).

In calitate de obiect etalon se foloseşte o scală micrometrică, divizată de regulă în sutimi de mm, trasată pe o lamă de sticlă transparentă. Lama cu scala gradată se numeşte *micrometru obiectiv*. Ea se aşează pe măsuţa microscopului cu scala micrometrică spre lentila obiectiv şi se centrează pe deschiderea măsuţei. Pentru măsurarea lungimii imaginii se utilizează o scală gradată trasată pe un disc de sticlă numit *micrometru ocular*. Aceasta se introduce într-o montură aflată între cele două lentile din care este alcătuit ocularul acromatic al microscopului şi se potriveşte astfel încât privind prin ocular la o sursă de lumină, diviziunile scalei să se vadă clar. Scala micrometrului ocular este divizată de regulă în intervale echidistante egale cu 0,1 mm sau 0.05 mm (valoarile se găsesc înscrise pe micrometru).

Manevrarea micrometrului obiectiv şi ocular se va face cu mare grijă pentru a evita spargerea lor.

Pentru obţinerea imaginii micrometrului obiectiv, se iluminează scala cu ajutorul unei lămpi de microscop şi a unei oglinzi condensoare aflată sub măsuţa microscopului. Privind lateral spre lentila obiectiv a microscopului se deplasează în jos tubul microscopului până când lentila obiectiv ajunge în apropierea scalei micrometrului obictiv *dar fără a-l atinge*, deoarece, în caz contrar, se poate sparge micrometrul sau lentila obiectiv.

Privind prin ocular se ridică tubul microscopului cu ajutorul şurubului micrometric până când apare imaginea clară a diviziunilor micrometrului obiectiv. Dacă aceasta nu apare, se repetă operaţia centrând mai bine micrometrul obictiv. După obţinerea imaginilor clare ale ambelor micrometre, acestea se orientează astfel încât ele să se suprapună parţial pe lungimea lor. Dacă n_1 diviziuni de lungime x_1 mm ale micrometrului obiectiv se suprapun peste n_2 diviziuni de lungime x_2 mm ale micrometrului ocular, atunci, în conformitate cu formula (3.19) putem scrie:

$$M_r=\frac{\Delta L'}{\Delta L}=\frac{n_2x_2}{n_1x_1} \qquad (3.21.)$$

Dacă, de exemplu, x_1=0,02 mm şi x_2=0,1 mm, din (3.21) se obţine:

$$M_r=10\frac{n_2}{n_1} \qquad (3.22.)$$

Se fac 5-6 măsurători şi se determină valoarea medie a factorului M_r folosind formula

(3.21).

Se înlătură micrometrul obiectiv de pe măsuţa microscopului şi în locul lui se introduce obiectul de studiat. Pentru a măsura distanţa (lungimea) Δl dintre două puncte ale suprafeţei unui obiect transparent (de exemplu distanţa dintre două zgârieturi fine de pe o lamă de sticlă) se obţine imaginea clară a punctelor obiect în modul descris mai sus. Se măsoară de 5-6 ori mărimea imaginii Δl' cu ajutorul micrometrului ocular şi se calculează valoarea medie a distanţei (lungimii) $\overline{\Delta l'}$ folosind formula (3.20).

Lucrarea nr. 4 DETERMINAREA INDICELUI DE REFRACTIE LA LICHIDE. REFRACTOMETRUL ABBE

A. *Scopul lucrării*

Măsurarea indicelui de refracţie la lichide şi studiul variaţiei acestuia cu temperatura.

B. *Dispozitive şi materiale necesare*

Refractometru Abbe, termostat, lichide diferite.

C. *Principiul fizic al lucrării.*

Măsurarea indicelui de refracţie cu ajutorul refractometrului Abbe se bazează pe fenomenul de reflexie totală.

Refractometrul Abbe poate lucra atât prin reflexie cât şi prin transmisie (refracţie limită). Metoda de lucru prin transmisie se foloseste în cazul substanţelor suficient de transparente, iar cea prin reflexie totală în cazul substanţelor absorbante.

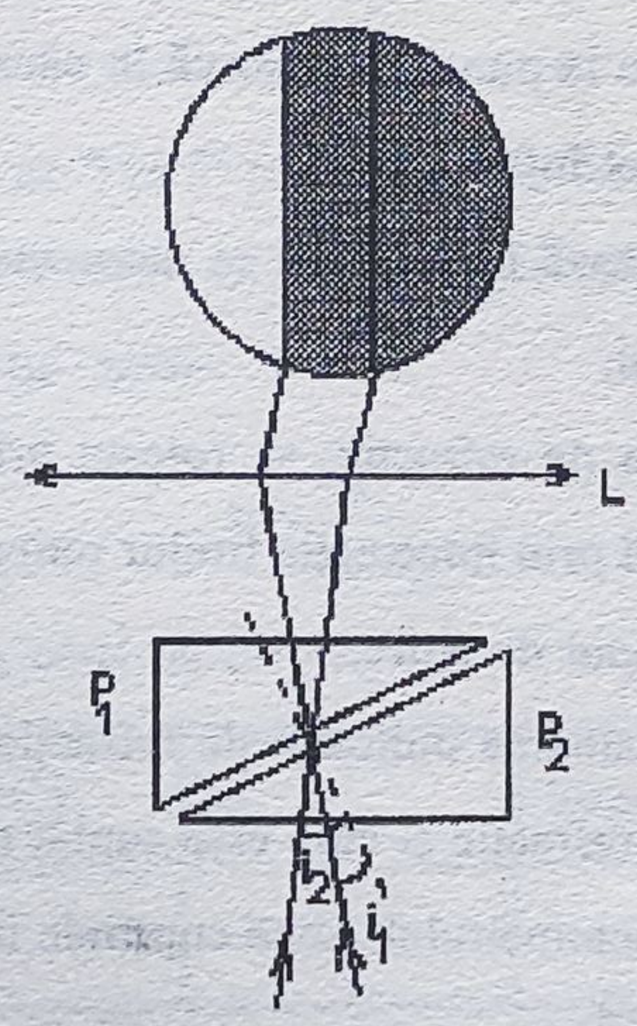


Fig.4.1

In principiu, la refracţie, pe una din feţele unei prisme de sticlă P_1 se aşează un strat din lichidul de studiat. O altă prismă P_2 identică cu prima acoperă stratul de lichid (fig.4.1).

Dacă se trimite lumină prin prisma P_1 diversele raze ce cad pe suprafaţa de separare sticlă-lichid sub diverse unghiuri se vor împărţi în două grupe şi anume: cele care cad sub un unghi mai mic decât unghiul limită de reflexie totală, vor merge mai departe până ce ies din prismă pe

faţa paralelă cu faţa de intrare a sistemului, iar cele care cad sub un unghi mai mare decât unghiul limită sunt reflectate total pe faţa sticlă-lichid şi ies lateral. O lentilă convergentă fixată la partea de sus a sistemului optic, adună toate fasciculele în planul său focal. Cu cât unghiul de incidenţă scade, cu atît fascicolul e localizat mai spre dreapta în fig.4.1.

Bineînteles, lumina se întinde numai până la locul corespunzător fascicolului din imediata vecinătate a unghiului limită. Din acest loc spre dreapta urmează o regiune complet întunecoasă. Acest loc se va deplasa odată cu indicele de refracţie n a lichidului pus între cele două prisme.

Descriera aparatului şi modul de funcţionare

Părţile principale ale refractometrului Abbe sunt: prisma de măsură, luneta de punere la punct şi cercul gradat în indici de refracţie, prevăzut cu microscop de citire.

Prisma de măsură se găseşte într-o montură metalică şi se poate roti în jurul unei axe cu ajutorul unui buton. In contact cu prisma de măsură se află o a doua prismă, prisma de iluminare, dispusă în jumătatea de jos a cubului metalic. Intre cele două suprafeţe aflate în contact se găseşte un spaţiu mic în care se introduce lichidul al cărui indice de refracţie îl determinăm. Sub cubul cu prisma se află o oglindă de iluminare care foloseşte la metoda prin transmisie folosită în această lucrare. Cu luneta de punere la punct se observă în câmpul vizual limita reflexiei totale ca limită între câmpul luminos şi cel întunecat.

Banda colorată care estompează linia limită se datoreşte fenomenului de dispersie şi se înlătură cu ajutorul compensatorului.

Pentru a determina indicele de refracţie, se roteşte prisma de măsură, astfel încât în câmpul lunetei, linia limită să treacă prin intersecţia firelor reticulare şi se citeşte direct valoarea indicelui de refracţie prin microscopul de citire.

La acesta se citeşte direct valoarea indicelui de refracţie cu ajutorul unui indicator aflat în faţa cercului gradat în indici de refracţie şi care este cuplat rigid cu prisma de măsură.

Domeniu de măsură al refractometrului Abbe cuprinde indici de refracţie între 1,3-1,7 şi citirea se face cu o eroare de $\pm 2.10^{-4}$.

Refractometrul este fixat pe o coloană verticală şi poate fi rotit cu totul în jurul axei sale orizontale.

D. *Determinări experimentale*

A. Determinarea indicelui de refracţie pentru lichidul de studiat

1. Se deschide cubul, şi cu o pipetă se picură 2-3 picături din lichidul de studiat pe suprafaţa prismei de măsură, după ce aceasta a fost în prealabil spălată cu alcool.

2. Se închide cubul şi prin rotirea oglinzii se îndreaptă lumina spre interiorul cubului, deci prin proba de studiat.

3. Privind prin lunetă se roteşte prisma până când linia limită dintre cele două regiuni (luminoasă şi întunecoasă) ale câmpului vizual, trece prin intersecţia firelor reticulare şi se citeşte în microscop valoarea indicelui de refracţie la temperatura indicată de termometrul aparatului.

Totodată se va face şi o măsurătoare a dispersiei, urmând ca prin manevrarea compensatorului linia limită să fie cât mai netă.

Se vor face câte două citiri pe scara de compensare, de o parte şi de alta a diviziunii zero.

B. Variaţia indicelui de refracţie cu temperatura

Se va studia variaţia indicelui de refracţie şi a dispersiei cu temperatura pentru apă.

1. Se racordează refractometrul la termostat.

2. Se stabileşte o anumită temperatură cu ajutorul termometrului cu contact al termostatului, aşteptându-se până când temperatura prismelor ce conţin lichidul de studiat se stabilizează. Valoarea acestei temperaturi se citeşte la termometrul aparatului.

3. Privind prin lunetă se caută linia de separare. Se determină indicele n_D de refracţie ca în partea A a lucrării.

4. Se variază temperatura din 5 în 5° până la 50°C, determinându-se valorile n_D la diverse temperaturi.

5. Se calculează numărul lui Abbe:

$$\nu = \frac{n_D - 1}{n_F - n_C}$$

Rezultatele se trec într-un tabel de forma:

Nr.crt.	Lichid	T (°C)	n_D	$n_F - n_C$	ν

Lucrarea nr.5. DETERMINAREA INDICELUI DE REFRACTIE AL UNEI PRISME PRIN METODA MINIMULUI DE DEVIATIE

A. *Scopul lucrării*:

Determinarea indicelui de refracţie al unei prisme de sticlă, cunoaşterea goniometrului.

B. *Dispozitive şi materiale necesare*:

Goniometru, prismă optică, lampă cu vapori de sodiu şi sursă de alimentare.

C. *Principiul fizic al metodei.*

Prisma este un sistem optic format din doi dioptri plani ale căror suprafeţe de separaţie formează un unghi diedru diferit de zero numit *unghi de refracţie*. Dreapta de intersecţie a suprafeţelor celor doi dioptri se numeşte *muchia prismei*.

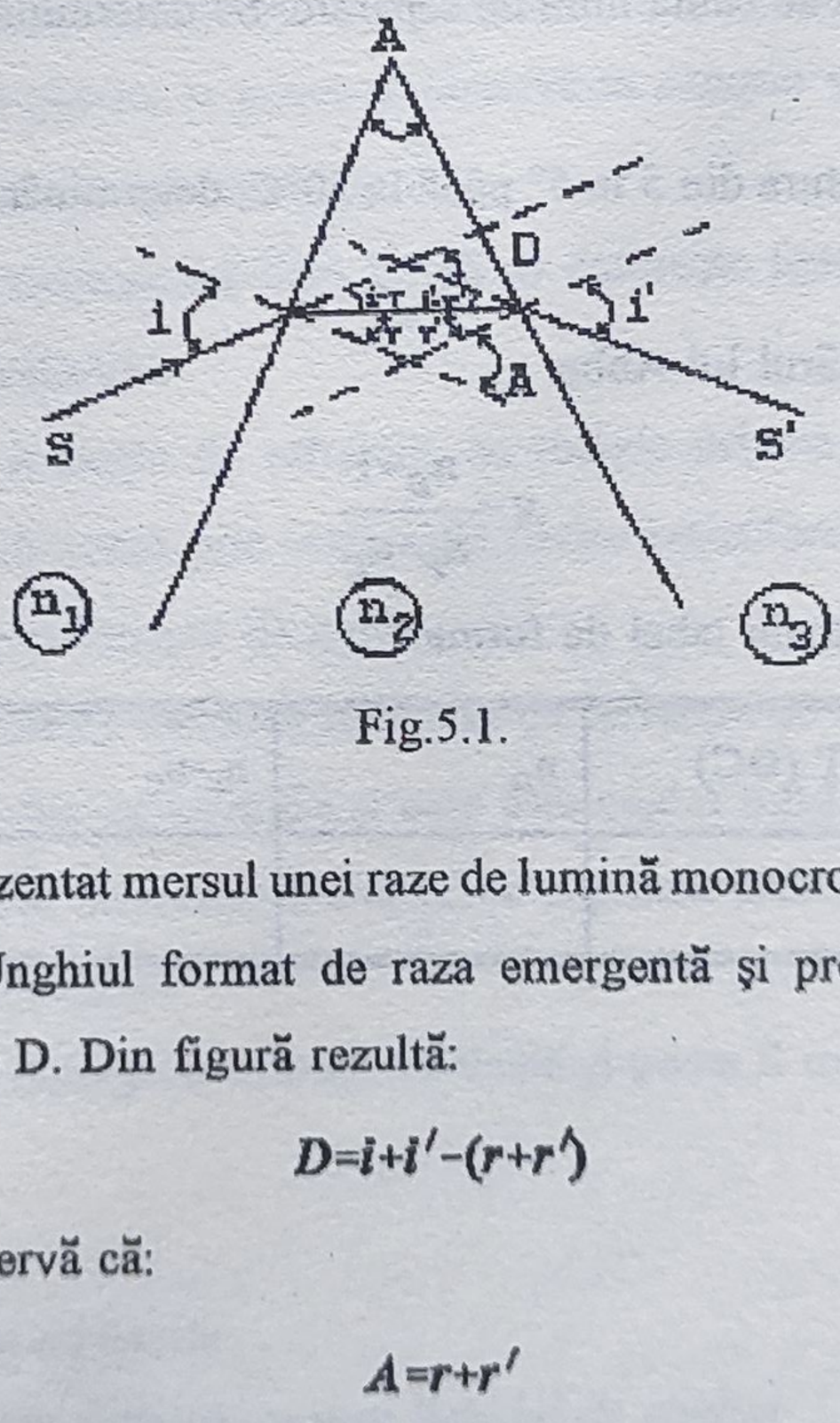


Fig.5.1.

In fig.5.1 este reprezentat mersul unei raze de lumină monocromatică printr-o prismă aflată în aer ($n_1=n_3=1$, $n_2=n$). Unghiul format de raza emergentă şi prelungirea razei incidente se numeşte unghi de deviaţie D. Din figură rezultă:

$$D=i+i'-(r+r') \tag{5.1.}$$

Din fig.5.1. se observă că:

$$A=r+r' \tag{5.2.}$$

ceea ce face ca ecuaţia (5.1) să poată fi scrisă astfel:

$$D=i+i'-A \tag{5.1'.}$$

Pentru o prismă dată (A şi n fixaţi) unghiul de deviaţie depinde de unghiul de incidenţă, având o valoare extremă când:

$$\frac{dD}{di}=1+\frac{di'}{di}=0 \tag{5.3.}$$

adică atunci când:

$$di=-di' \tag{5.4.}$$

Pe de altă parte, în conformitate cu egalitatea (5.2) se mai poate scrie relaţia:

$$dr=-dr' \tag{5.4'.}$$

Scriind legile refracţiei la suprafaţa de separaţie

$$\begin{aligned}\sin i&=n\sin r\\ \sin i'&=n\sin r'\end{aligned} \tag{5.5.}$$

şi diferenţiind, se obţine raportul:

$$\frac{di'}{di}=\frac{\cos i\ \cos r'}{\cos r\ \cos i'}\frac{dr'}{dr} \tag{5.6.}$$

care împreună cu (5.4) şi (5.4') dă i=i' şi r=r'.

Studiind semnul funcţiei

$$\frac{dD}{di}=1-\frac{\cos i\ \cos r'}{\cos r\ \cos i'} \tag{5.7.}$$

se ajunge la concluzia că extremul lui D este un minim.

Deci valoarea minimă a unghiului de deviaţie se obţine în condiţiile i=i' şi r=r', când raza de lumină străbate simetric prisma. In aceste condiţii din relaţiile (5.2) şi (5.1) rezultă:

$$r_m=\frac{A}{2} \tag{5.2'.}$$

$$i_m=\frac{A+D_m}{2} \tag{5.1".}$$

Se poate exprima indicele de refracţie al prismei prin relaţia

$$n=\frac{\sin\frac{A+D_m}{2}}{\sin\frac{A}{2}} \tag{5.8.}$$

Relaţia (5.8) permite calcularea indicelui de refracţie al prismei atunci când se cunosc unghiurile A şi D_m.

In figura 5.2 este prezentat goniometrul utilizat în laborator pentru astfel de măsurători.

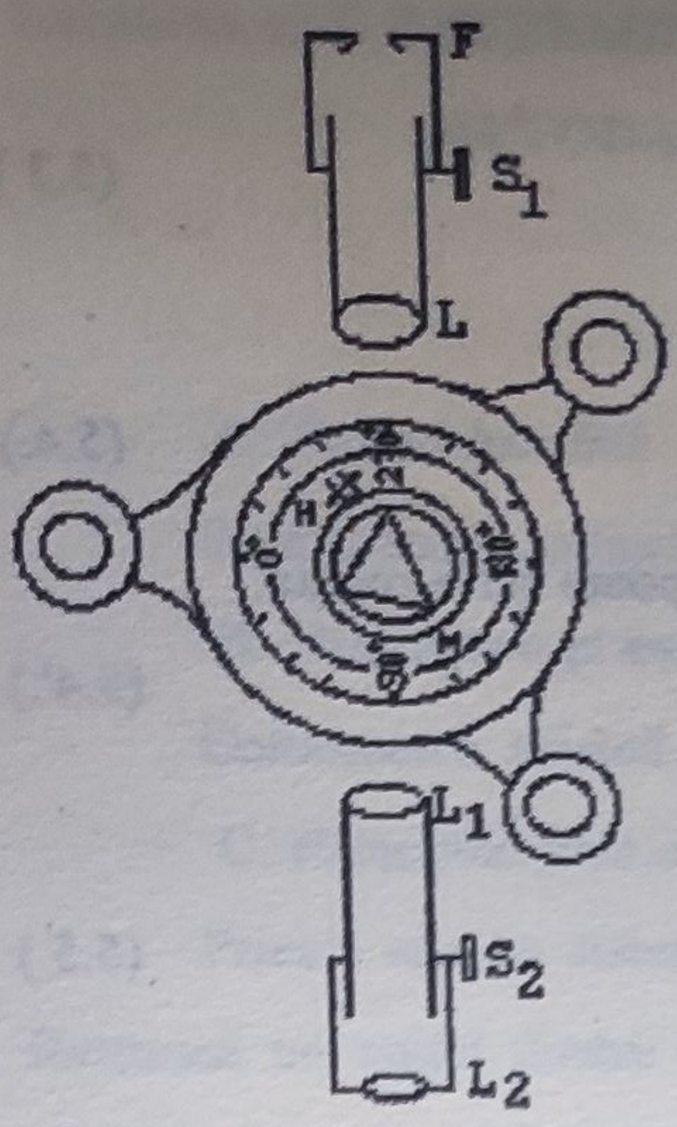


Fig.5.2.

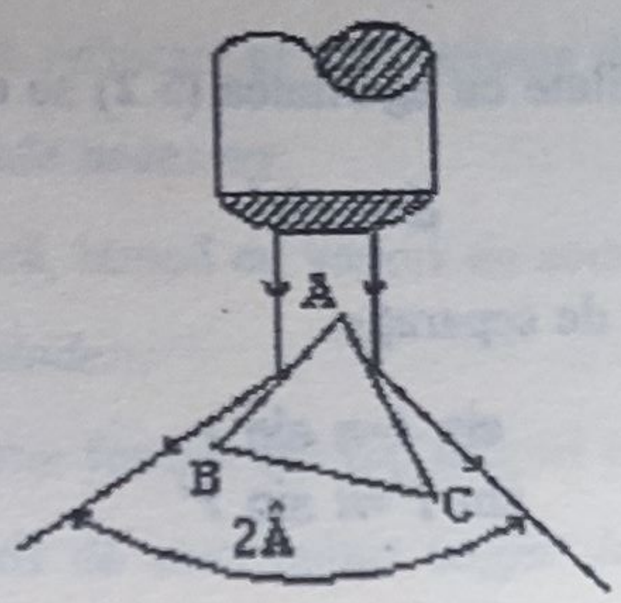


Fig.5.3.

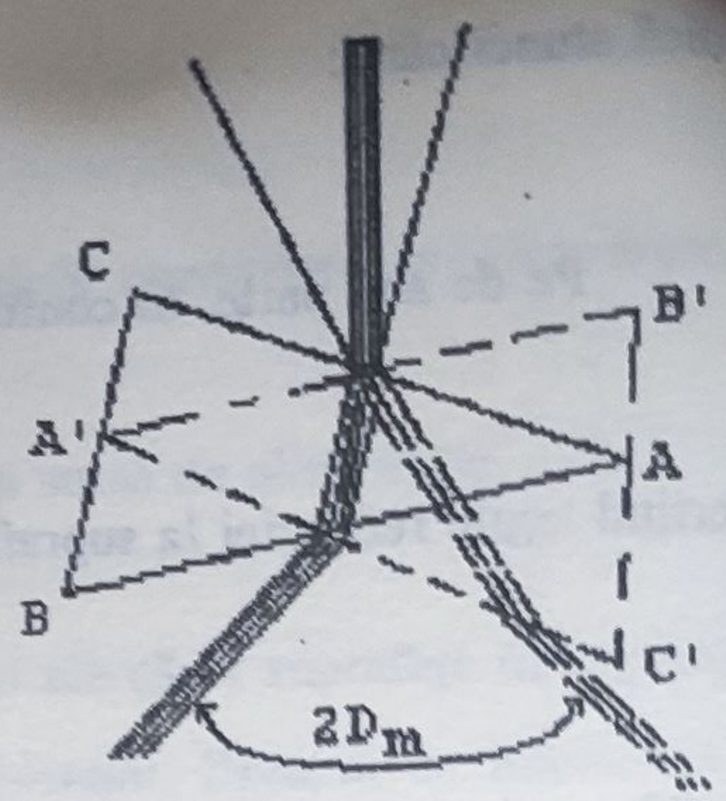


Fig.5.4.

D. *Determinări experimentale.*

Pe o masă circulară prevăzută cu un vernier circular având precizia de 20" se aşează prisma optică. Deoarece prisma este un sistem optic care, în general, transformă un fascicul omocentric în unul neomocentric, pentru a elimina astigmatismul, se folosesc la iluminare fascicule de raze paralele. Astfel de fascicule se obţin cu ajutorul unui colimator, care constă dintr-o fantă dreptunghiulară F, situată în planul focal al unei lentile convergente L.

Observarea fasciculelor emergente se realizează cu ajutorul unei lunete alcătuită din lentilele L_1 şi L_2 plasate la extremităţile unui tub având lungime reglabilă.

Luneta poate fi rigid ataşată la scala gradată, în aşa fel încât ele să se rotească concomitent, asigurându-se astfel posibilitatea de măsurare a unghiurilor.

Punerea la punct a colimatorului (aducerea fantei F în planul focal al lentilei) se realizează cu şurubul S_1, iar reglarea lunetei (aducerea la coincidenţă a focarului principal imagine al obiectului cu focarul principal obiect al ocularului) se realizează cu şurubul S_2 (fig.5.2), formându-se prin lunetă imaginea clară a fantei colimatorului, în absenţa prismei.

Pentru *măsurarea unghiului de refracţie A* al prismei se aşează prisma pe măsuţa M a goniometrului (fig.5.2) cu muchia verticală ca în figura 5.3, astfel încât bisectoarea unghiului A să fie aproximativ în prelungirea razelor care vin de la colimator.

Pentru iluminare se foloseşte un fascicul monocromatic obţinut de la o lampă de sodiu (λ_D=589,3 nm).

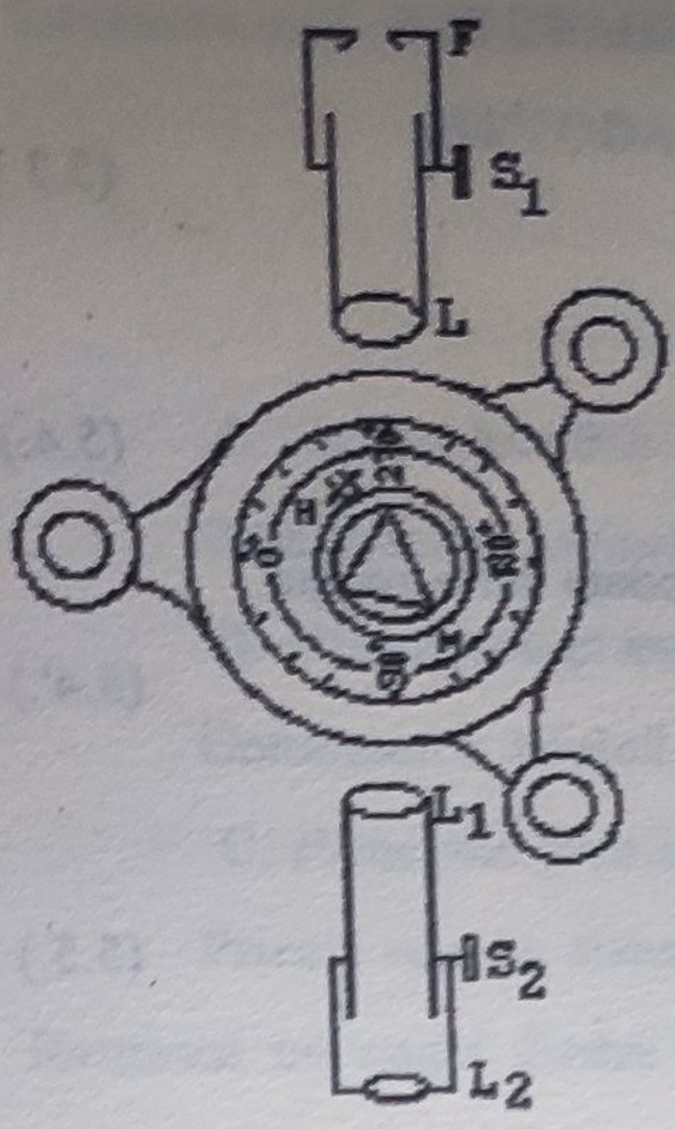


Fig.5.2.

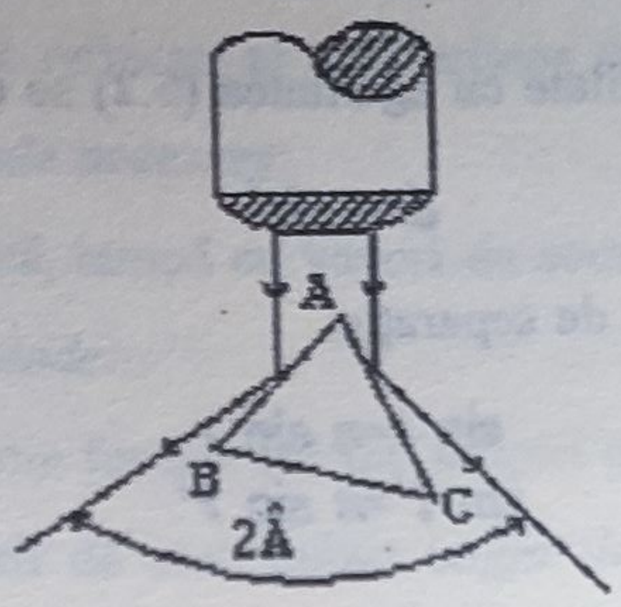


Fig.5.3.

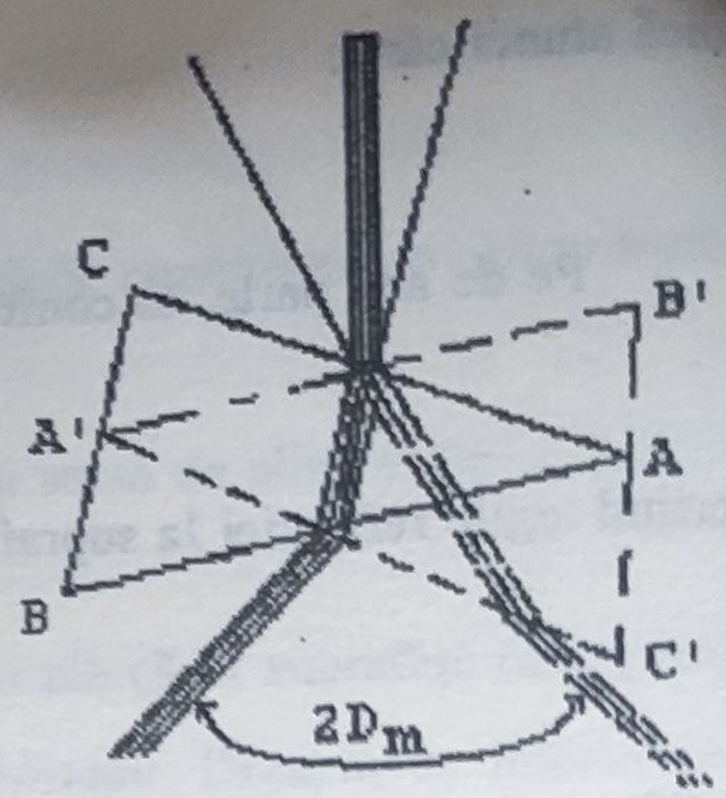


Fig.5.4.

D. *Determinări experimentale.*

Pe o masă circulară prevăzută cu un vernier circular având precizia de 20" se aşează prisma optică. Deoarece prisma este un sistem optic care, în general, transformă un fascicul omocentric în unul neomocentric, pentru a elimina astigmatismul, se folosesc la iluminare fascicule de raze paralele. Astfel de fascicule se obţin cu ajutorul unui colimator, care constă dintr-o fantă dreptunghiulară F, situată în planul focal al unei lentile convergente L.

Observarea fasciculelor emergente se realizează cu ajutorul unei lunete alcătuită din lentilele L_1 şi L_2 plasate la extremităţile unui tub având lungime reglabilă.

Luneta poate fi rigid ataşată la scala gradată, în aşa fel încât ele să se rotească concomitent, asigurându-se astfel posibilitatea de măsurare a unghiurilor.

Punerea la punct a colimatorului (aducerea fantei F în planul focal al lentilei) se realizează cu şurubul S_1, iar reglarea lunetei (aducerea la coincidenţă a focarului principal imagine al obiectului cu focarul principal obiect al ocularului) se realizează cu şurubul S_2 (fig.5.2), formându-se prin lunetă imaginea clară a fantei colimatorului, în absenţa prismei.

Pentru *măsurarea unghiului de refracţie A* al prismei se aşează prisma pe măsuţa M a goniometrului (fig.5.2) cu muchia verticală ca în figura 5.3, astfel încât bisectoarea unghiului A să fie aproximativ în prelungirea razelor care vin de la colimator.

Pentru iluminare se foloseşte un fascicul monocromatic obţinut de la o lampă de sodiu (λ_D=589,3 nm).

Se aduce luneta la stânga prismei (poziţia B) în poziţia în care intersecţia firelor reticulare se suprapune pe imaginea fantei, notându-se diviziunea de pe cercul gradat. Se roteşte acum luneta la dreapta prismei (poziţia C), până când din nou intersecţia firelor reticulare se suprapune pe imaginea fantei, notându-se diviziunea de pe cercul gradat. Diferenţa acestor două citiri dă unghiul 2A.

Pentru *măsurarea unghiului D_m de deviaţie minimă* se procedează în modul următor (fig.5.4).

Se aşează prisma pe măsuţa goniometrului astfel ca bisectoarea unghiului A să fie aproximativ perpendiculară pe direcţia razelor care vin de la colimator. Se deplasează luneta astfel încât să se prindă imaginea fantei dată de razele care traversează prisma. Rotind încet măsuţa cu prisma se vede cum imaginea fantei se deplasează în câmpul lunetei. Se urmăreşte cu luneta această imagine, către prelungirea razelor incidente pe prismă. Imaginea pare că se opreşte la un moment dat şi apoi îşi schimbă sensul de deplasare, deşi rotirea măsuţei cu prisma se face în acelaşi sens.

Poziţia pentru care imaginea s-a oprit corespunde minimului de deviaţie şi se citeşte diviziunea x_1 în dreptul căreia se găseşte luneta având în intersecţia firelor reticulare imaginea fantei în această situaţie.

Se roteşte măsuţa cu aproximativ 180°, astfel încât prisma să se găsească într-o poziţie simetrică faţă de prima în raport cu axa colimatorului. Se caută şi acum direcţia minimului de deviaţie şi se notează cu x_2 această poziţie.

Valoarea unghiului de deviaţie minimă este:

$$\delta_m = \frac{x_2 - x_1}{2} \tag{5.9.}$$

Măsurătorile asupra lui A şi D_m se repetă de câteva ori şi se introduc în formula (5.8) care dă indicele de refracţie.

Datele experimentale se trec într-un tabel de forma:

Nr.det.	A	D_m	$\sin\frac{A+D_m}{2}$	$\sin\frac{A}{2}$	n
1					
2					

Se aduce luneta la stânga prismei (poziţia B) în poziţia în care intersecţia firelor reticulare se suprapune pe imaginea fantei, notându-se diviziunea de pe cercul gradat. Se roteşte acum luneta la dreapta prismei (poziţia C), până când din nou intersecţia firelor reticulare se suprapune pe imaginea fantei, notându-se diviziunea de pe cercul gradat. Diferenţa acestor două citiri dă unghiul 2A.

Pentru *măsurarea unghiului D_m de deviaţie minimă* se procedează în modul următor (fig.5.4).

Se aşează prisma pe măsuţa goniometrului astfel ca bisectoarea unghiului A să fie aproximativ perpendiculară pe direcţia razelor care vin de la colimator. Se deplasează luneta astfel încât să se prindă imaginea fantei dată de razele care traversează prisma. Rotind încet măsuţa cu prisma se vede cum imaginea fantei se deplasează în câmpul lunetei. Se urmăreşte cu luneta această imagine, către prelungirea razelor incidente pe prismă. Imaginea pare că se opreşte la un moment dat şi apoi îşi schimbă sensul de deplasare, deşi rotirea măsuţei cu prisma se face în acelaşi sens.

Poziţia pentru care imaginea s-a oprit corespunde minimului de deviaţie şi se citeşte diviziunea x_1 în dreptul căreia se găseşte luneta având în intersecţia firelor reticulare imaginea fantei în această situaţie.

Se roteşte măsuţa cu aproximativ 180°, astfel încât prisma să se găsească într-o poziţie simetrică faţă de prima în raport cu axa colimatorului. Se caută şi acum direcţia minimului de deviaţie şi se notează cu x_2 această poziţie.

Valoarea unghiului de deviaţie minimă este:

$$\delta_m = \frac{x_2 - x_1}{2} \tag{5.9.}$$

Măsurătorile asupra lui A şi D_m se repetă de câteva ori şi se introduc în formula (5.8) care dă indicele de refracţie.

Datele experimentale se trec într-un tabel de forma:

Nr.det.	A	D_m	$\sin\frac{A+D_m}{2}$	$\sin\frac{A}{2}$	n
1					
2					

Se aduce luneta la stânga prismei (poziţia B) în poziţia în care intersecţia firelor reticulare se suprapune pe imaginea fantei, notându-se diviziunea de pe cercul gradat. Se roteşte acum luneta la dreapta prismei (poziţia C), până când din nou intersecţia firelor reticulare se suprapune pe imaginea fantei, notându-se diviziunea de pe cercul gradat. Diferenţa acestor două citiri dă unghiul 2A.

Pentru *măsurarea unghiului D_m de deviaţie minimă* se procedează în modul următor (fig.5.4).

Se aşează prisma pe măsuţa goniometrului astfel ca bisectoarea unghiului A să fie aproximativ perpendiculară pe direcţia razelor care vin de la colimator. Se deplasează luneta astfel încât să se prindă imaginea fantei dată de razele care traversează prisma. Rotind încet măsuţa cu prisma se vede cum imaginea fantei se deplasează în câmpul lunetei. Se urmăreşte cu luneta această imagine, către prelungirea razelor incidente pe prismă. Imaginea pare că se opreşte la un moment dat şi apoi îşi schimbă sensul de deplasare, deşi rotirea măsuţei cu prisma se face în acelaşi sens.

Poziţia pentru care imaginea s-a oprit corespunde minimului de deviaţie şi se citeşte diviziunea x_1 în dreptul căreia se găseşte luneta având în intersecţia firelor reticulare imaginea fantei în această situaţie.

Se roteşte măsuţa cu aproximativ 180°, astfel încât prisma să se găsească într-o poziţie simetrică faţă de prima în raport cu axa colimatorului. Se caută şi acum direcţia minimului de deviaţie şi se notează cu x_2 această poziţie.

Valoarea unghiului de deviaţie minimă este:

$$\delta_m = \frac{x_2 - x_1}{2} \tag{5.9.}$$

Măsurătorile asupra lui A şi D_m se repetă de câteva ori şi se introduc în formula (5.8) care dă indicele de refracţie.

Datele experimentale se trec într-un tabel de forma:

Nr.det.	A	D_m	$\sin\frac{A+D_m}{2}$	$\sin\frac{A}{2}$	n
1					
2					

Lucrarea nr.6. DISPERSIA LUMINII

A. *Sopul lucrării*:

Studiul dispersiei unei prisme optice.

B. *Dispozitive şi materiale necesare:*

Goniometru, prismă optică, lampă cu vapori de Hg, drosel.

C. *Principiul fizic al metodei.*

O prismă optică reprezintă un mediu dispersiv, mărginit de două suprafeţe plane, care formează între ele un unghi diedru A, şi de o a treia suprafaţă care poate fi plană sau curbă şi care formează baza prismei. In fig.6.1. se poate urmări o secţiune dreaptă într-o astfel de prismă. Acesta este modul obişnuit de reprezentare al unei prisme.

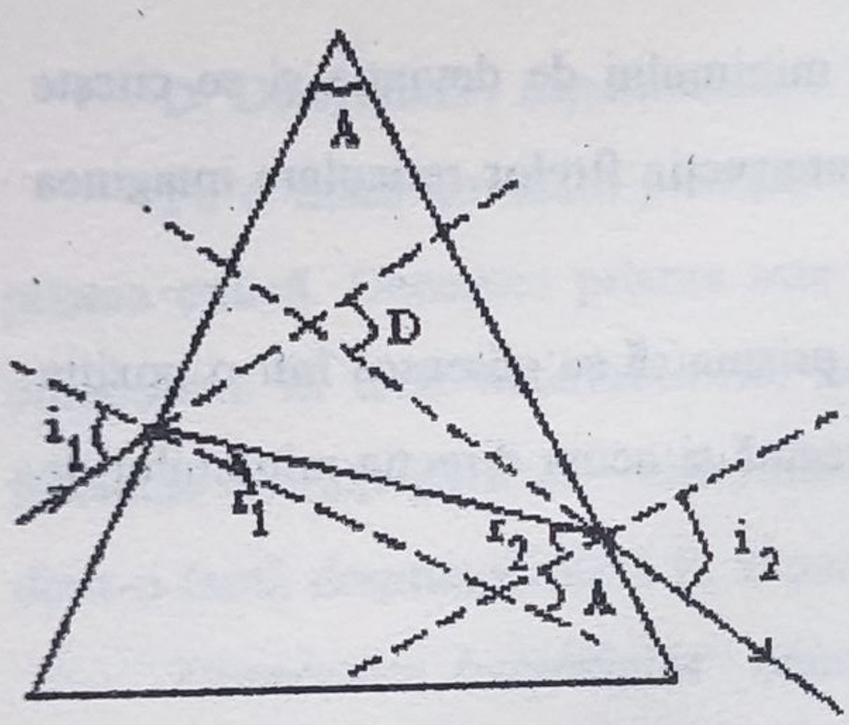


Fig.6.1.

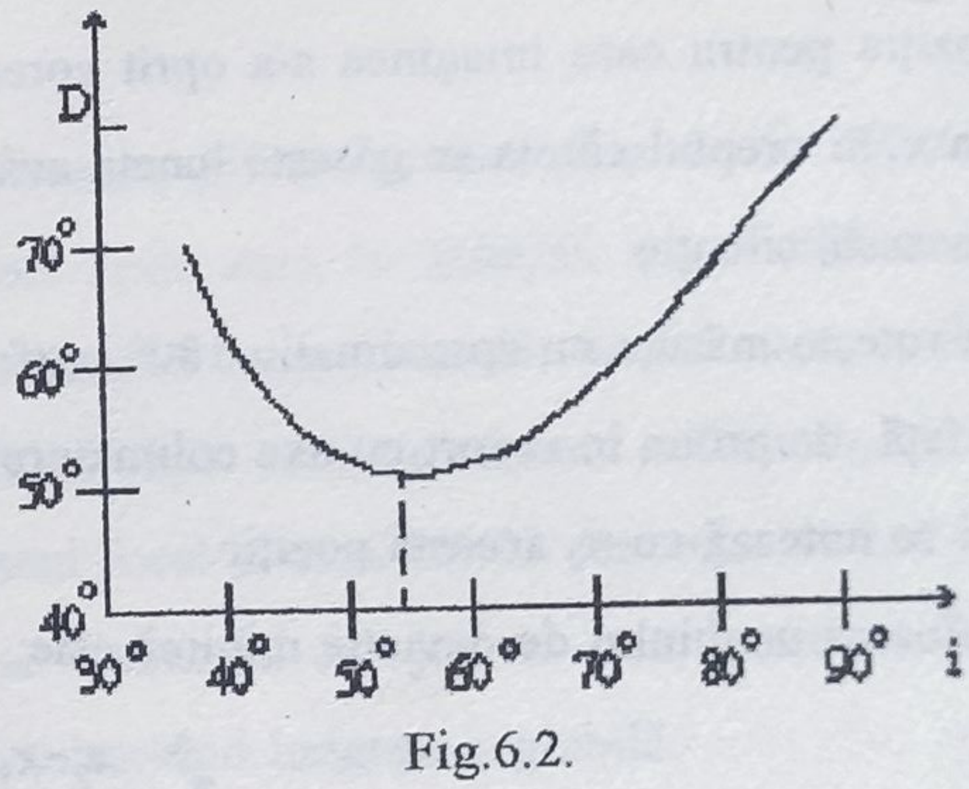


Fig.6.2.

Fie o radiaţie luminoasă care face cu faţa de intrare a prismei un unghi de incidenţă i_1 şi un unghi de refracţie r_1. Radiaţia traversează prisma şi cade pe cea de a doua faţă sub un unghi de incidenţă r_2, unde din nou se refractă după unghiul de refracţie i_2. Aceste patru unghiuri variabile sunt legate între ele prin relaţiile :

$$\sin i_1 = n \sin r_1 \quad ; \quad r_2 = A - r \quad ; \quad \sin i_2 = n \sin r_2, \tag{6.1.}$$

Se pot obţine două expresii uzuale care dau i_2 în funcţie de i_1 şi A. Deoarece $A=r_1+r_2$, $\sin A=\sin r_1\cos r_2+\cos r_1\sin r_2$. Ridicând această relaţie la pătrat şi înlocuind $\cos^2$ prin $1-\sin^2$ şi ţinând seama că $\cos A=\cos r_1\cos r_2-\sin r_1\sin r_2$,se găseşte $\sin^2 A=\sin^2 r_1+\sin^2 r_2+2\sin r_1\sin r_2\cos A$.

Tinând seama de refracţia la fiecare suprafaţă, această ecuaţie devine:

$$n^2\sin^2 A=\sin^2 i_1+\sin^2 i_2+2\sin\ i_1\sin\ i_2\cos\ A \qquad (6.2.)$$

O altă relaţie simplă se găseşte scriind:

$$\sin\ i_2=n(A-r_1)=\sin\ A(n^2-\sin^2 i_2)^{\frac{1}{2}}-\cos\ A\ \sin\ i_1 \qquad (6.3.)$$

Deviaţia razei emergente, de la direcţia razei incidente, va fi dată de relaţia:

$$D=(i_1-r_1)+(i_2-r_2)=i_1+i_2-A \qquad (6.4.)$$

Dacă se ia o prismă oarecare şi se trasează dependenţa unghiului de deviaţie D în funcţie de unghiul de incidenţă i_1, se găseşte că la o valoare oarecare a unghiului de incidenţă i_1, deviaţia atinge o valoare minimă (fig.6.2.). Pentru determinarea valorilor lui i_1 şi ale lui D la acest minim, se anulează derivata $\frac{dD}{di_1}$, cum se procedează de obicei. Din ecuaţia (6.4.) rezultă că atunci când $\frac{dD}{di_1}=0$, se obţine $\frac{di_2}{di_1}=-1$. Pe de altă parte, pentru derivata $\frac{di_2}{di_1}$ se obţine:

$$\frac{di_2}{di_1}=\frac{di_2}{dr_2}\cdot\frac{dr_2}{dr_1}\cdot\frac{dr_1}{di_1}=-\frac{\cos\ i_1\cos\ r_2}{\cos\ r_1\cos\ i_2}. \qquad (6.5.)$$

Deoarece, la minimum de deviaţie $\frac{di_2}{di_1}=-1$ se obţine:

$$\cos\ i_1\cos\ r_2=\cos\ r_1\cos\ i_2$$

Inlocuind aici $\cos=\sqrt{(1-\sin^2)}$ se obţine:

$$(\sqrt{1-\sin^2 i_1})(\sqrt{1-\sin^2 r_2})=(\sqrt{1-\sin^2 r_1})(\sqrt{1-\sin^2 i_2})$$

sau:

$$(\sqrt{1-n^2\sin^2 r_1})(\sqrt{1-\sin^2 r_2})=(\sqrt{1-\sin^2 r_1})(\sqrt{1-n^2\sin^2 r_2})$$

De aici, $\sin^2 r_1(1-n^2)=\sin^2 r_2(1-n^2)$ şi:

$$i_1=i_2 \ ; \ r_1=r_2. \qquad (6.6.)$$

Prin urmare, raza străbate simetric prisma şi $r_1=r_2=\frac{1}{2}A$. In acest caz, avem:

$$i_1 = i_2 = \frac{\frac{D_{min}+A}{2}}{\sin\frac{A}{2}}$$

şi:

$$n = \frac{\sin\frac{D_{min}+A}{2}}{\sin\frac{A}{2}} \qquad (6.7.)$$

Aceasta este bine cunoscuta formulă spectrometrică ce se foloseşte frecvent în determinarea indicilor de refracţie ai prismelor.

Dispersia. Când un fascicul de lumină nemonocromatică, constând din mai multe radiaţii, trece printr-o prismă, radiaţiile de lungimi de undă mai mici vor fi deviate mai mult, iar cele de lungimi de undă mai mari mai puţin (fig.6.3.). Se spune că fasciculul de lumină este dispersat. In aer dispersia este foarte mică, iar în vid aceasta nu există.

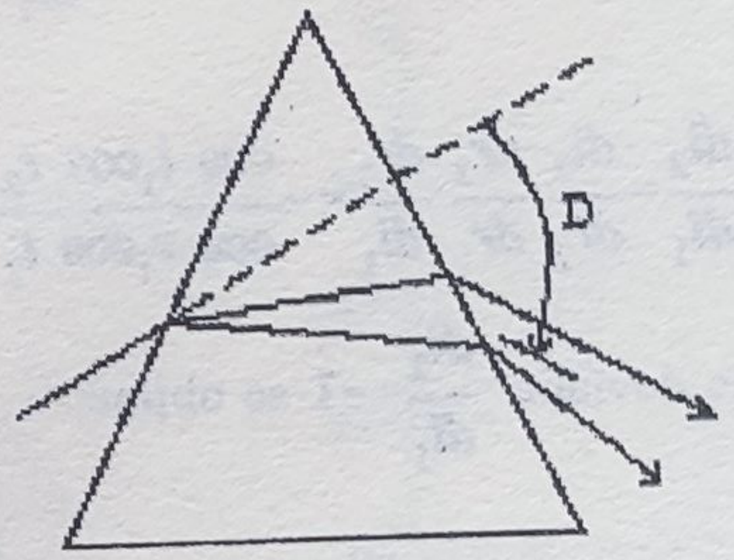


Fig.6.3.

Deci la prima vedere s-ar părea că dispersia variază direct proporţional cu indicele de refracţie al mediului; în realitate lucrurile nu stau aşa. Unele materiale au indici de refracţie mari şi dispersie mică şi viceversa. Este necesară deci o descriere cantitativă a acestor proprietăţi. Pentru aceasta se folosesc câteva radiaţii de lungimi de undă standard, din grupul celor cunoscute în literatură sub denumirea de linii Fraunhofer (tabelul.1.)

Culoarea	Notaţia Fraunhofer	Elementul	λ(Å)
Roşie	A'	K	7682
Roşie	C	H	6563

Galbenă	D	Na	5893
Galbenă	d	He	5876
Verde	e	Hg	5461
Albastră	F	H	4861
Albastră	g'	H	4341
Violet	h	Hg	4047

Pentru definirea relaţiilor de bază ale dispersiei, mai des folosite sunt trei dintre aceste linii şi anume: linia albastră F (λ=4861Å) a hidrogenului căreia îi corespunde indicele de refracţie n_F, linia D a sodiului (λ=5893Å), definind indicele de refracţie n_D şi linia C (λ=6563Å) a hidrogenului căreia îi corespunde indicele de refracţie n_c.

Dispersia pe întregul domeniu spectral vizibil, sau diferenţa indicilor de refracţie n_F-n_c, poartă numele de dispersie F-C. Raportul dintre refracţie şi dispersie variază mult pentru diferite materiale.

Aceasta poate fi exprimat sub forma:

$$\frac{n_F - n_c}{n_d - 1} = D \qquad (6.8.)$$

unde D_r reprezintă *dispersia relativă* sau puterea de dispersie a materialului. De exemplu $D_r = \frac{1}{50} = 0{,}02$ pentru sticla crown care are dispersie slabă şi $D_r = \frac{1}{30}$ sau 0,033 pentru sticla flint care prezintă dispersie mare. Inversul puteriii de dispersie se notează cu $v = \frac{1}{D_r}$ şi poartă numele de numărul lui Abbe.

Figura 6.4 reprezintă o figură caracteristică de dispersie $n = f(\lambda)$ pentru cazul cuarţului.

Se constată că pentru mediile transparente obişnuite, dispersia creşte spre lungimi de undă mici şi scade spre lungimi de undă mari.

Pe baza ipotezei eterului elastic şi a influenţei moleculelor substanţei asupra vitezei de propagare a luminii, Cauchy a ajuns la o relaţie care leagă valorile indicilor de refracţie n cu lungimile de undă λ ale radiaţiilor sub forma:

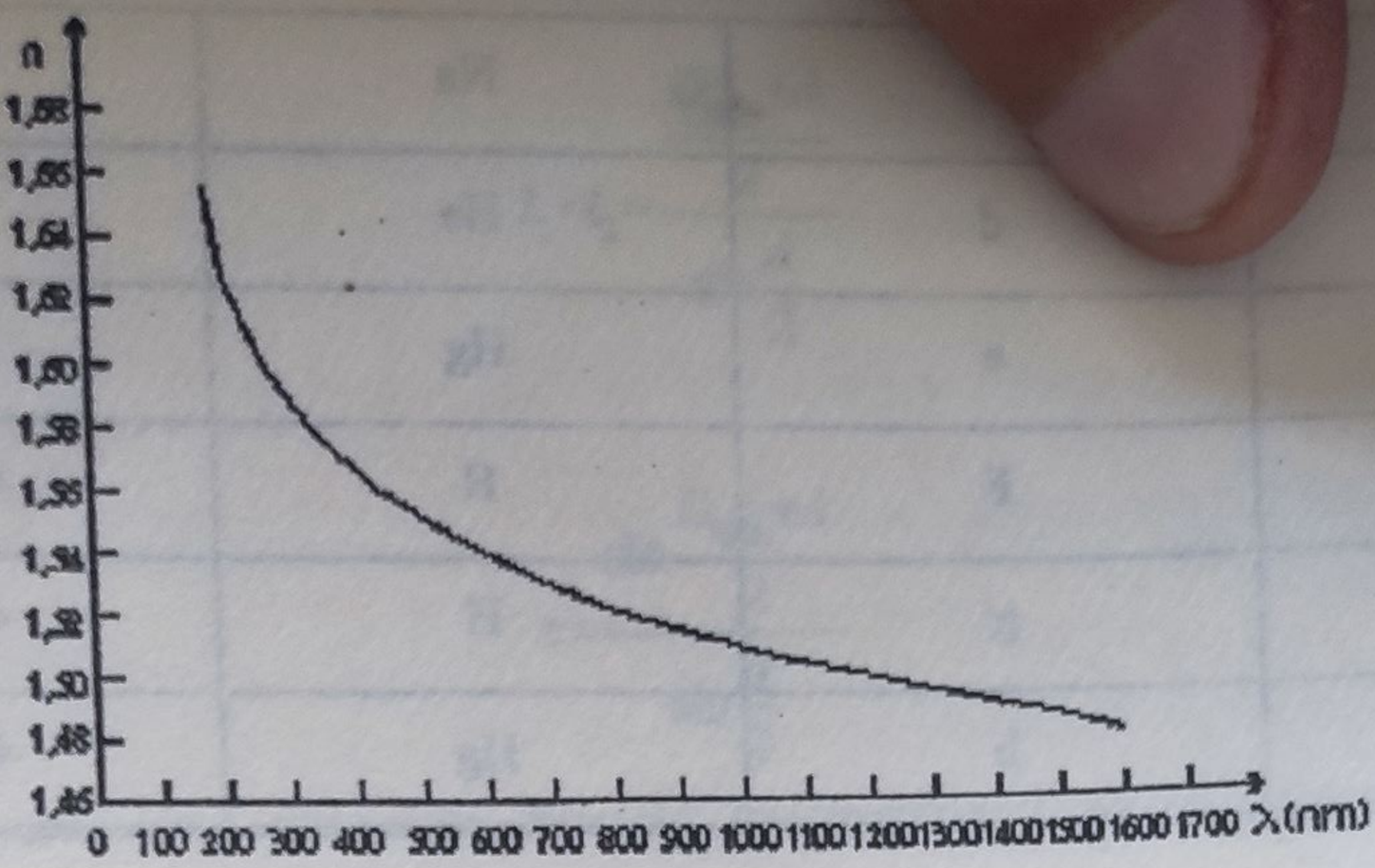


Fig.6.4.

$$n^2=A+\frac{B}{\lambda^2}+\frac{C}{\lambda^4}+.... \qquad (6.9.)$$

unde A, B, C,... sunt constante specifice fiecărei substanţe. Prin întrebuinţarea chiar a primilor doi termeni se obţin concordanţe bune între valorile calculate şi cele experimentale.

D.*Determinări experimentale.*

Se iluminează fanta succesiv cu o lampă cu vapori de mercur, neon şi heliu. Acestea emit radiaţii de lungimi de undă cunoscute date în tabele. Se aşează prisma pe măsuţa goniometrului astfel ca bisectoarea unghiului A să fie aproximativ perpendiculară pe direcţia razelor care vin de la colimatorul C. Se aduce luneta în poziţia L_1 astfel ca să se prindă în lunetă imaginea fantei dată de lumina reflectată prin prismă. Se obţin mai multe imagini ale fantei deoarece indicele de refracţie n respectiv unghiul de deviaţie δ variază cu λ aşa cum am spus. Pentru a putea afla valoarea lui n pentru diverse lungimi de undă se face măsurarea unghiului de deviaţie minimă δ_m pentru fiecare radiaţie în parte. Se va observa deci fenomenul pentru fiecare lungime de undă λ separat. Rotind încet măsuţa cu prisma se vede cum imaginea fantei se deplasează în câmpul lunetei. Se urmăreşte cu luneta această imagine, apropiindu-ne de prelungirea razelor incidente. Imaginea pare că se opreşte la un moment dat şi apoi îşi schimbă sensul de deplasare deşi rotirea măsuţei cu prisma se face în continuare în acelaşi sens.

Poziţia pentru care imaginea s-a oprit corespunde minimului de deviaţie al razelor refractate prin prismă , deci lui δ_m. Se potriveşte ca intersecţia firelor reticulare ale lunetei să se suprapună peste imaginea fantei în această poziţie. Fie x_1 diviziunea pe cerc în dreptul căreia se găseşte vernierul lunetei. Se roteşte măsuţa cu aproximativ 180° astfel ca prisma să se găsească într-o poziţie simetrică faţă de prima în raport cu axa colimatorului. Se caută şi acum minimul

de deviaţie δ_m şi se notează cu x_2 această nouă poziţie. Diferenţa lor ne dă valoarea $2\delta_m$ a unghiului de deviaţie minimă:

$$\delta_m = \frac{x_2 - x_1}{2} \qquad (6.10.)$$

Introducînd valoarea astfel aflată în relaţia (6.7) se determină indicele de refracţie n pentru radiaţia spectrală studiată λ, ţinînd seama şi de valoarea unghiului A, deteminată la lucrarea anterioară.

Operaţiunea repetându-se pentru fiecare imagine coloratã corespunzătoare diferitelor lungimi de undă λ se vor obţine diverşi indici de refracţie n, corespunzători lungimilor de undă λ considerate. Aceste valori introduse într-un grafic n=f (λ) dau curba de dispersie a materialului (a sticlei din care e confecţionată prisma).

Trasarea curbei de dispersie se face punând în abscisă valorile lui λ şi în ordonată valorile lui n. Alegerea scărilor pentru valorile abscisei şi ordonatei se face astfel încât înălţimea graficului să fie de cca. 2/3 din lăţimea lui. Curba se trasează printre puncte, deoarece după cum se ştie există o variaţie continuă a indicelui de refracţie n cu lungimea de undă λ. Valorile ce nu se aşează pe o curbă de acest gen sunt afectate de erori experimentale.

Se reprezintă grafic $n^2=f(1/\lambda^2)$, datele înscriindu-se aproximativ pe o dreaptă. Din grafic se calculează ordonata la origine şi panta dreptei, reprezentând constantele A şi B din relaţia Cauchy (6.9).

Lucrarea nr. 7 DETERMINAREA RAZEI DE CURBURA A UNEI LENTILE CU AJUTORUL INELELOR LUI NEWTON

A. *Scopul lucrării*

Studiul interferenței cu inelele lui Newton, determinarea razei de curbură a unei lentile plan-convexe.

B. *Dispozitive și materiale necesare*

Lampă cu mercur, lentilă f=50 mm, dispozitiv inelele lui Newton, lentilă f=100 mm, diafragmă circulară, filtru albastru, ecran.

C. *Principiul fizic al lucrării.*

Printre dispozitivele cu ajutorul cărora se poate obține interferența luminii se numără și lamele transparente foarte subțiri. Astfel de lame, cum ar fi pelicule de săpun (balonașe), pelicule foarte subțiri de ulei de pe suprafața apei sau straturi foarte fine de oxizi, depuse pe metale sau pe suprafața unor sticle vechi, când sunt privite la lumina zilei (lumină albă) prezintă colorații specifice ce se schimbă în funcție de unghiul sub care sunt privite. Aceleași pelicule iluminate de o sursă monocromatică apar brăzdate de o serie de dungi luminoase și întunecate.

Pentru a lămuri unele aspecte legate de interferența luminii pe lamele subțiri, transparente, să considerăm o astfel de lamă L (fig.7.1) având fețele plane ce fac între ele un unghi mic (de

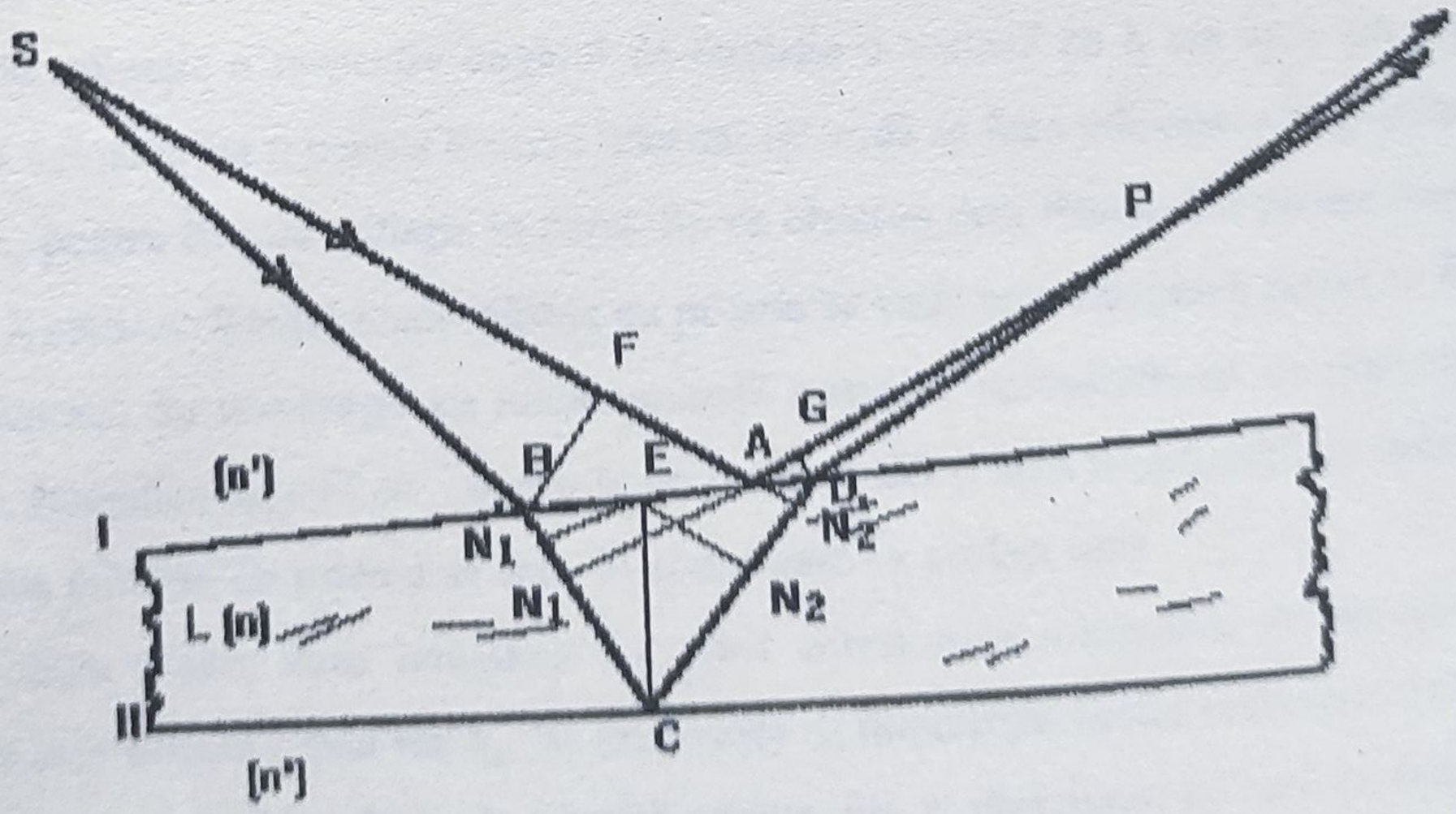


Fig.7.1

ordinul unui minut).

Lucrarea nr. 7 DETERMINAREA RAZEI DE CURBURA A UNEI LENTILE CU AJUTORUL INELELOR LUI NEWTON

A. *Scopul lucrării*

Studiul interferenţei cu inelele lui Newton, determinarea razei de curbură a unei lentile plan-convexe.

B. *Dispozitive şi materiale necesare*

Lampă cu mercur, lentilă f=50 mm, dispozitiv inelele lui Newton, lentilă f=100 mm, diafragmă circulară, filtru albastru, ecran.

C. *Principiul fizic al lucrării.*

Printre dispozitivele cu ajutorul cărora se poate obţine interferenţa luminii se numără şi lamele transparente foarte subţiri. Astfel de lame, cum ar fi pelicule de săpun (balonaşe), pelicule foarte subţiri de ulei de pe suprafaţa apei sau straturi foarte fine de oxizi, depuse pe metale sau pe suprafaţa unor sticle vechi, când sunt privite la lumina zilei (lumină albă) prezintă colorații specifice ce se schimbă în funcţie de unghiul sub care sunt privite. Aceleaşi pelicule iluminate de o sursă monocromatică apar brăzdate de o serie de dungi luminoase şi întunecate.

Pentru a lămuri unele aspecte legate de interferenţa luminii pe lamele subţiri, transparente, să considerăm o astfel de lamă L (fig.7.1) având feţele plane ce fac între ele un unghi mic (de

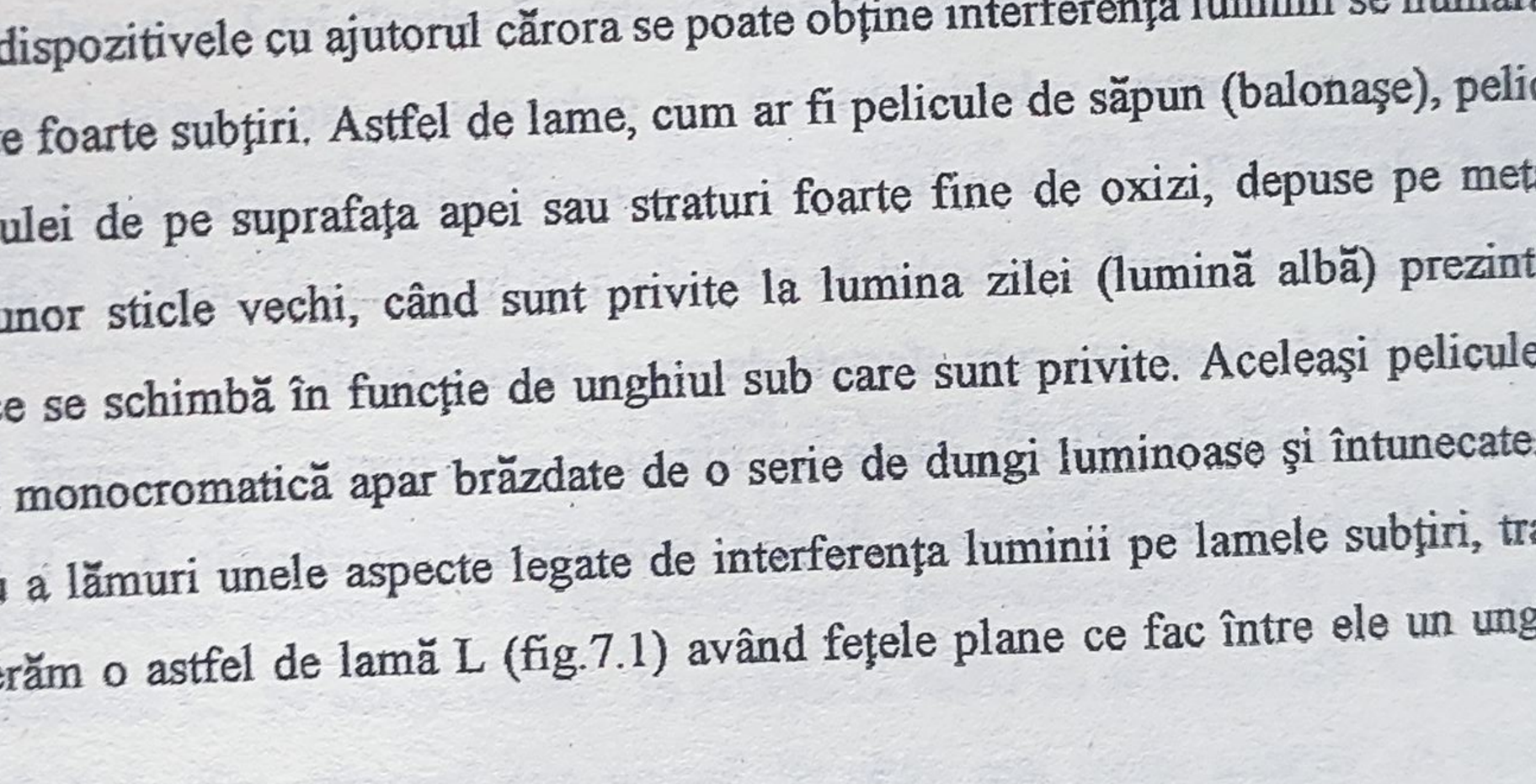


Fig.7.1

ordinul unui minut).

Fie n indicele de refracţie al lamei, iar n' indicele de refracţie al mediului în care e situată lama. Să considerăm la început că iluminăm cu o sursă S punctuală, ce emite radiaţii monocromatice de lungime de undă λ. Intr-un punct oarecare P, situat de aceeaşi parte cu S se pot întâlni doar două raze reflectate de lamă: o rază reflectată de faţa I a lamei (SAP) şi o rază reflectată de faţa II (SBCDP) , aceasta din urmă suferind şi două transmisii prin lamă. Ambele raze, provenind de la aceeaşi sursă S, vor fi coerente, cele două feţe ale lamei jucând rolul de divizori ai amplitudinii fasciculului incident pe lamă. Din teoria interferenţei undelor luminoase, câmpul rezultant din P va avea o intensitate maximă sau minimă pentru valori determinate ale diferenţei de drum optic ΔL a celor două raze. Fără a ţine cont de variaţia de fază la reflexie, din fig.7.1 rezultă:

$$\Delta L = (n'SB + nBC + nCD + n'DP) - (n'SA + n'AP) = \tag{7.1.}$$

$$= n'(SB + DP - SA - AP) + n(BC + CD)$$

Dacă lama e suficient de subţire atunci B, A şi D se găsesc la o distanţă foarte mică unele de altele şi, în cazul când sursa S nu e prea apropiată de lamă, putem considera razele SB şi SA, respectiv AP şi DP ca fiind aproximativ paralele. Normalele BF şi DG duse la SA, respectiv la AP vor determina suprafeţele de undă a razelor incidente, respectiv a celor reflectate de lamă. Ducând apoi din A normalele AN_1 (pe BC) şi AN_2 (pe CD) acestea vor determina suprafeţele de undă ale fasciculului din lamă. Din teorema lui Malus rezultă că drumurile optice ale razelor (ale "normalelor" la suprafeţele de undă) între suprafeţele BF şi AN_1 sînt egale, la fel şi cele între AN_2 şi GD. Astfel că avem următoarele relaţii:

$$\begin{aligned} n'FA &= nBN_1 \\ n'AG &= nN_2D \end{aligned} \tag{7.2.}$$

Scriind (7.1) sub forma:

$$\Delta L = -n'[(SA-SB)+(AP-DP)] + n[(BN_1+N_1C)+(CN_2+N_2D)]$$

utilizând apoi (7.2) şi relaţiile:

$$\begin{aligned} SF &\cong SB \\ GP &\cong DP \end{aligned}$$

valabile în aproximarea făcută, rezultă:

$$\Delta L \cong n(N_1C + CN_2) \tag{7.3.}$$

Fie n indicele de refracţie al lamei, iar n' indicele de refracţie al mediului în care e situată lama. Să considerăm la început că iluminăm cu o sursă S punctuală, ce emite radiaţii monocromatice de lungime de undă λ. Intr-un punct oarecare P, situat de aceeaşi parte cu S se pot întâlni doar două raze reflectate de lamă: o rază reflectată de faţa I a lamei (SAP) şi o rază reflectată de faţa II (SBCDP) , aceasta din urmă suferind şi două transmisii prin lamă. Ambele raze, provenind de la aceeaşi sursă S, vor fi coerente, cele două feţe ale lamei jucând rolul de divizori ai amplitudinii fasciculului incident pe lamă. Din teoria interferenţei undelor luminoase, câmpul rezultant din P va avea o intensitate maximă sau minimă pentru valori determinate ale diferenţei de drum optic ΔL a celor două raze. Fără a ţine cont de variaţia de fază la reflexie, din fig.7.1 rezultă:

$$\Delta L = (n'SB + nBC + nCD + n'DP) - (n'SA + n'AP) = \tag{7.1.}$$

$$= n'(SB + DP - SA - AP) + n(BC + CD)$$

Dacă lama e suficient de subţire atunci B, A şi D se găsesc la o distanţă foarte mică unele de altele şi, în cazul când sursa S nu e prea apropiată de lamă, putem considera razele SB şi SA, respectiv AP şi DP ca fiind aproximativ paralele. Normalele BF şi DG duse la SA, respectiv la AP vor determina suprafeţele de undă a razelor incidente, respectiv a celor reflectate de lamă. Ducând apoi din A normalele AN_1 (pe BC) şi AN_2 (pe CD) acestea vor determina suprafeţele de undă ale fasciculului din lamă. Din teorema lui Malus rezultă că drumurile optice ale razelor (ale "normalelor" la suprafeţele de undă) între suprafeţele BF şi AN_1 sînt egale, la fel şi cele între AN_2 şi GD. Astfel că avem următoarele relaţii:

$$\begin{aligned} n'FA &= nBN_1 \\ n'AG &= nN_2D \end{aligned} \tag{7.2.}$$

Scriind (7.1) sub forma:

$$\Delta L = -n'[(SA - SB) + (AP - DP)] + n[(BN_1 + N_1C) + (CN_2 + N_2D)]$$

utilizând apoi (7.2) şi relaţiile:

$$\begin{aligned} SF &\cong SB \\ GP &\cong DP \end{aligned}$$

valabile în aproximarea făcută, rezultă:

$$\Delta L \cong n(N_1C + CN_2) \tag{7.3.}$$

Fie n indicele de refracţie al lamei, iar n' indicele de refracţie al mediului în care e situată lama. Să considerăm la început că iluminăm cu o sursă S punctuală, ce emite radiaţii monocromatice de lungime de undă λ. Intr-un punct oarecare P, situat de aceeaşi parte cu S se pot întâlni doar două raze reflectate de lamă: o rază reflectată de faţa I a lamei (SAP) şi o rază reflectată de faţa II (SBCDP) , aceasta din urmă suferind şi două transmisii prin lamă. Ambele raze, provenind de la aceeaşi sursă S, vor fi coerente, cele două feţe ale lamei jucând rolul de divizori ai amplitudinii fasciculului incident pe lamă. Din teoria interferenţei undelor luminoase, câmpul rezultant din P va avea o intensitate maximă sau minimă pentru valori determinate ale diferenţei de drum optic ΔL a celor două raze. Fără a ţine cont de variaţia de fază la reflexie, din fig.7.1 rezultă:

$$\Delta L = (n'SB + nBC + nCD + n'DP) - (n'SA + n'AP) = \qquad (7.1.)$$

$$= n'(SB + DP - SA - AP) + n(BC + CD)$$

Dacă lama e suficient de subţire atunci B, A şi D se găsesc la o distanţă foarte mică unele de altele şi, în cazul când sursa S nu e prea apropiată de lamă, putem considera razele SB şi SA, respectiv AP şi DP ca fiind aproximativ paralele. Normalele BF şi DG duse la SA, respectiv la AP vor determina suprafeţele de undă a razelor incidente, respectiv a celor reflectate de lamă. Ducând apoi din A normalele AN_1 (pe BC) şi AN_2 (pe CD) acestea vor determina suprafeţele de undă ale fasciculului din lamă. Din teorema lui Malus rezultă că drumurile optice ale razelor (ale "normalelor" la suprafeţele de undă) între suprafeţele BF şi AN_1 sînt egale, la fel şi cele între AN_2 şi GD. Astfel că avem următoarele relaţii:

$$\begin{aligned} n'FA &= nBN_1 \\ n'AG &= nN_2D \end{aligned} \qquad (7.2.)$$

Scriind (7.1) sub forma:

$$\Delta L = -n'[(SA-SB)+(AP-DP)] + n[(BN_1+N_1C)+(CN_2+N_2D)]$$

utilizând apoi (7.2) şi relaţiile:

$$\begin{aligned} SF &\cong SB \\ GP &\cong DP \end{aligned}$$

valabile în aproximarea făcută, rezultă:

$$\Delta L \cong n(N_1C + CN_2) \qquad (7.3.)$$

Să ducem din C normala CE la faţa I a lamei, iar din E normalele KN_1' şi KN_2' la BC, respectiv CD. In cazul când unghiul dintre feţele lamei e mic se poate face aproximaţia:

$$N_1C + CN_2 \approx N_1'C + CN_2' \tag{7.4.}$$

Dar:

$$N_1'C = CN_2' = e\cos r \tag{7.5.}$$

unde e este grosimea lamei în apropierea punctului C, iar r este unghiul de reflexie în C. Utilizând (7.4) şi (7.5), relaţia (7.3) devine;

$$\Delta L = 2\,n\,e\cos r \tag{7.6.}$$

Se ştie că prin reflexia unei unde electromagnetice la suprafaţa de separaţie între două medii dielectrice izotrope şi omogene, în cazul în care unda incidentă şi cea reflectată se află în mediul cu indice de refracţie mai mic, unda suferă un salt de fază de 180°. Când unda incidentă şi cea reflectată se află în mediul cu indicele de refracţie mai mare, saltul de fază nu mai are loc.

Deci, ţinând seama de cele afirmate, în cazul când n>n' saltul de fază apare în urma reflexiei în A. Saltul de fază de 180° este echivalent cu introducerea unei diferenţe de drum suplimentare de $\pm\lambda/2$. Diferenţa de drum optic (7.6) devine:

$$\Delta L = 2\,n\,e\cos r \pm \lambda/2 \tag{7.7.}$$

Când n<n' diferenţa de drum suplimentară de $\pm\lambda/2$ va apare datorită reflexiei în C, relaţia (7.7) păstrându-şi valabilitatea.

Pentru ca în P să se obţină un maxim de interferenţă, trebuie îndeplinită condiţia:

$$2\,n\,e\cos r \pm \lambda/2 = k\lambda$$

unde k este un număr întreg, numit ordin de interferenţă, sau:

$$2\,n\,e\cos r = (2k+1)\,\lambda/2 \qquad ;k = 0,1,2,\ldots \tag{7.8.}$$

Condiţia ca în P să avem un minim de interferenţă este:

$$2\,n\,e\cos r \pm \lambda/2 = (2k \pm 1)\,\lambda/2 \quad ,sau:$$

$$2\,n\,e\cos r = k\lambda \qquad ,k=0,1,2,\ldots \tag{7.9.}$$

Dacă sursa e punctuală, punctul P primeşte un singur cuplu de raze şi starea de interferenţă e perfect determinată. In cazul unei surse întinse vor exista mai multe perechi de raze ce ajung în P, provenind de la puncte diferite ale sursei şi din zone de grosimi diferite ale lamei. In fig. 7.2, se prezintă două perechi de astfel de raze. Diferenţa de drum va fi diferită de la o pereche la alta

aşa că nu va putea fi precizată starea de interferenţă din P.

Privind cu ochiul suprafaţa lamei, sau altfel spus, localizând punctul P chiar pe suprafaţa

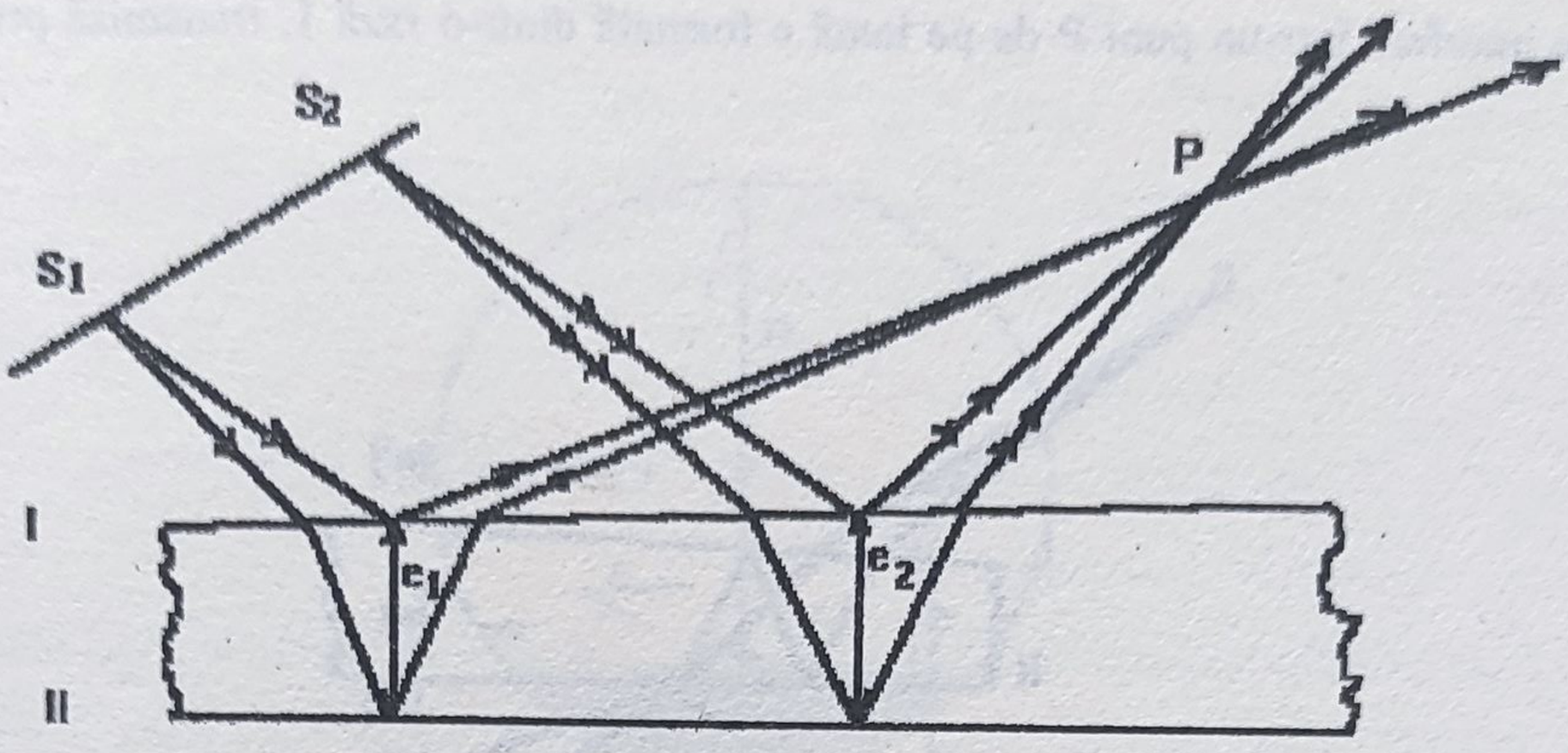


Fig.7.2

lamei, pentru razele ce interferă în acest punct grosimea lamei e stabilită la o anumită valoare. Pe de altă parte, datorită faptului că deschiderea pupilei ochiului este foarte mică, unghiul r este aproximativ acelaşi pentru toate razele ce ajung în ochi (fig.7. 3). In aceste condiţii starea de interferenţă din P va fi bine determinată, fiindcă diferenţa de drum este aproximativ aceeaşi pentru toate razele ce ajung în ochi (delimitate de zona haşurată, fig. 7.3). In cazul lamei sub formă de pană, pe ea se vor observa o serie de benzi întunecate şi luminoase (franje de

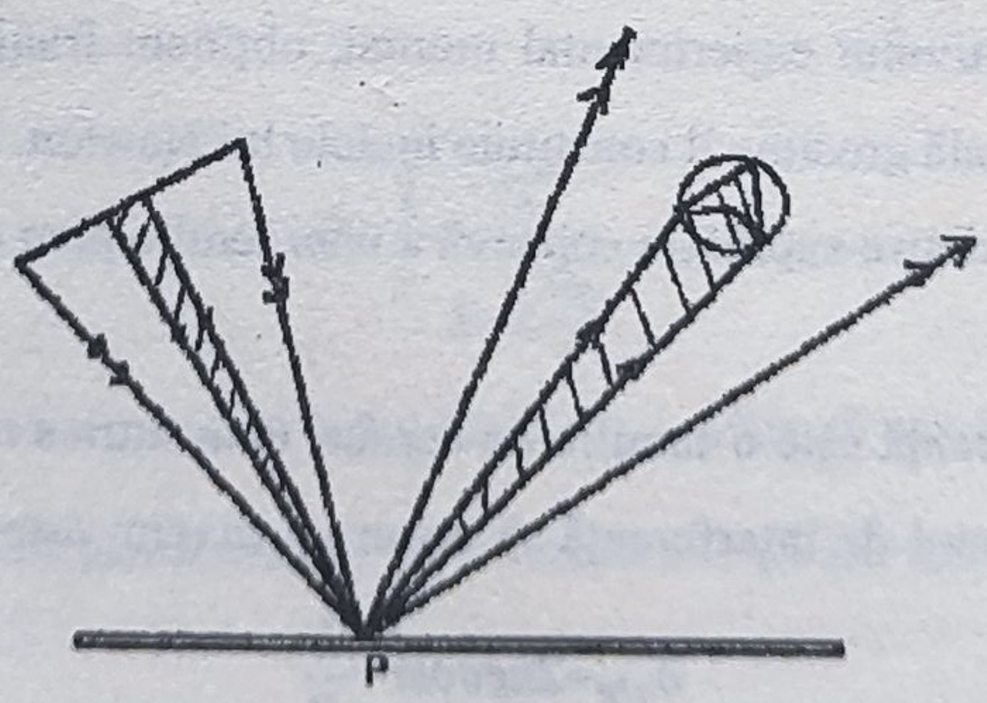


Fig.7.3

interferenţă), paralele cu muchia penei. Franjele formate pe lame subţiri se numesc "linii de egală grosime" pentru că fiecare se obţine pe lamă în locul unde diferenţa de drum are o anumită valoare, determinată de grosimea lamei.

Pînă acum am discutat doar franjele date de o lamă subţire când e privită faţa ei, din aceeaşi parte cu sursa de lumină sau, altfel spus, "franjele prin reflexie". Privind lama din partea opusă sursei, franjele vor fi observate "localizate" pe faţa II a lamei (fig.7.4). De data aceasta o pereche de raze ce interferă într-un punt P de pe lamă e formată dintr-o rază 1, transmisă prin lamă şi

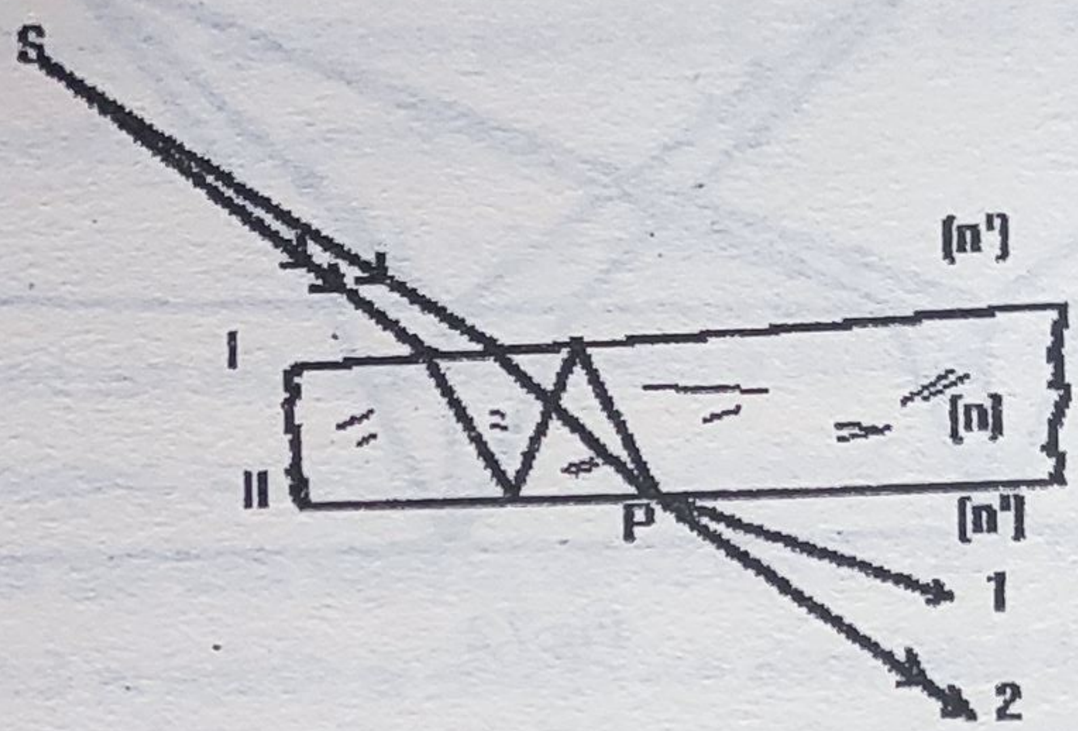


Fig.4

dintr-o rază 2, obţinută prin reflexia pe ambele feţe ale lamei. Franjele obţinute în acest fel se numesc "franje prin transmisie". Dacă n>n' condiţia de maxim este (7.9), fiindcă nu se introduce nici o diferenţă de drum suplimentară la reflexii, iar condiţia de minim: (7.8). Dacă n<n' condiţiile de maxim şi minim vor rămâne aceleaşi, prin reflexie introducându-se o diferenţă de drum totală de λ.

D. *Determinări experimentale*

Cu ajutorul dispozitivului experimental montat, obţinem franje prin transmisie. Un caz particular al franjelor de egală grosime îl constituie inelele lui Newton. Lama de grosime variabilă o constituie stratul de aer dintre suprafaţa concavă a unei lentile plan convexe şi suprafaţa plană a unei lame de sticlă.

Tabloul de interferenţă este o familie de cercuri concentrice numite inelele lui Newton.

Condiţia ca în punctul de interferenţă să avem un maxim este:

$$\delta_{1'2'}=2ne\cos r+\frac{\lambda}{2} \qquad (7.10.)$$

In cazul unei incidenţe normale: $\delta=2ne+\frac{\lambda}{2}$, unde n este indicele de refracţie (n=1 aer), e este grosimea stratului de aer, $e=d+d_0$ (fig.7.5).

Rezultă:

$$\delta = 2(d+d_0) + \frac{\lambda}{2} = (2k+1)\frac{\lambda}{2} \qquad (7.11.)$$

$$2(d+d_0) = k\lambda \qquad (7.12.)$$

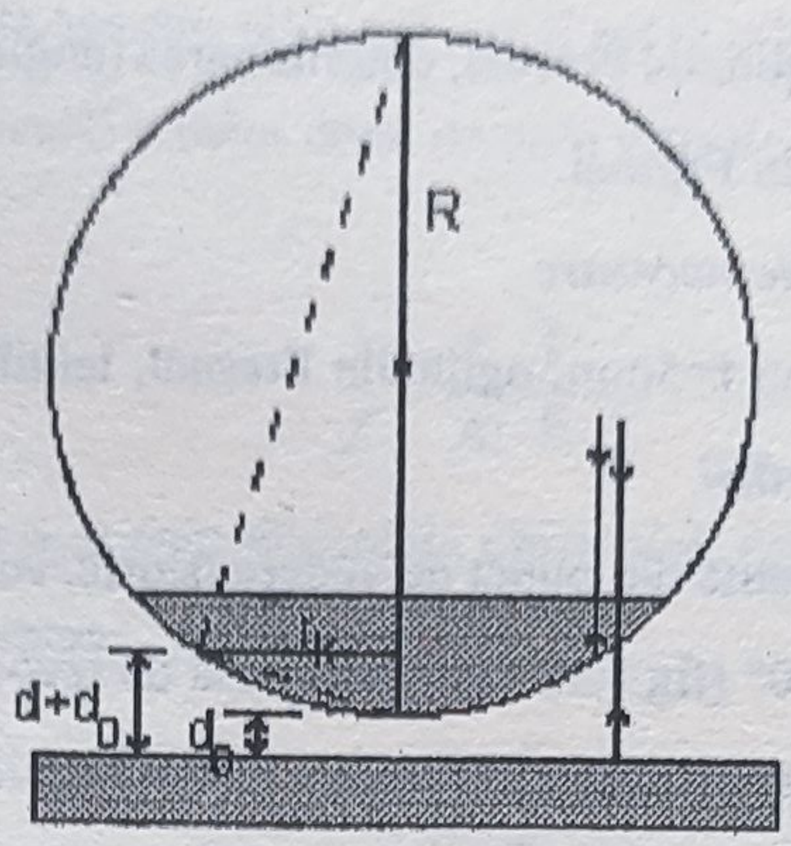


Fig.7.5

Din teorema înălţimii în triunghiul care se formează (fig.7.5), având diametrul lentilei drept ipotenuză, se deduce că:

$$r_k^2 = d(2R-d)$$

Deci:

$$r_k^2 = kR\lambda - 2d_0R$$

rezultă:

$$R = \frac{1}{\lambda} \frac{r_k^2}{k - 2\frac{d_0}{\lambda}} \qquad (7.13.)$$

Pentru determinarea razei de curbură a lentilei se măsoară razele inelelor întunecate. Se trasează graficul : $r_k^2 = f(k)$. Din panta dreptei se determină R (λ/alb teoretic=436nm).

Lucrarea nr.8. INTERFERENŢA CU OGLINZILE FRESNEL

A. *Scopul lucrării*

Studiul interferenţei cu oglinzile Fresnel, determinarea lungimii de undă a laserului He-Ne, calculul unghiului dintre oglinzile Fresnel.

B. *Dispozitive şi materiale necesare*

Laser cu He-He, lentilă cu f=5mm, oglinzile Fresnel, lentilă cu f=200mm, ecran

C. *Principiul fizic al lucrării.*

Oglinzile Fresnel, importante din punct de vedere istoric, sunt două oglinzi plane care fac între ele un unghi de aproape 180° (fig.8.1). Lumina emisă de izvorul punctiform I se reflectă pe cele două oglinzi şi dă două imagini virtuale, I_1 şi I_2, aflate la mică distanţă una de alta. Sursa reală şi cele două surse virtuale se găsesc pe un cerc cu centrul în punctul de intersecţie al celor două oglinzi.

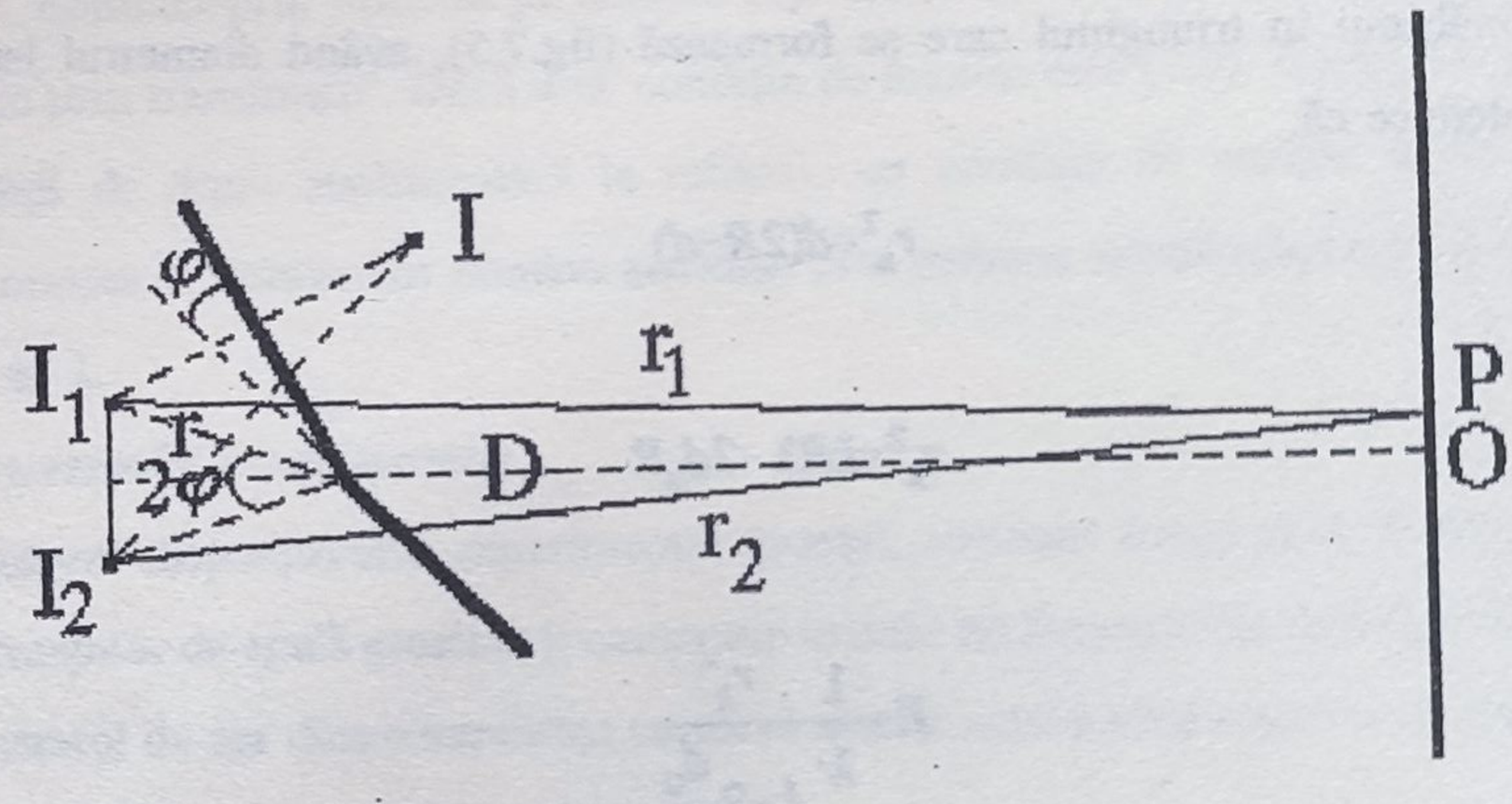


Fig.8.1

Principial, avem de-a face cu interferenţa a două fascicole coerente, însă spre deosebire de dispozitivul lui Young, aici sursele sunt virtuale, relaţiile de calcul pentru interfranjă fiind însă aceleaşi.

Oglinzile Fresnel sunt astfel aşezate ca fasciculul de lumină să cadă razant pe ele (unghiurile din fig.8.1 sunt exagerat mărite pentru a se putea vizualiza mersul razelor şi formarea surselor virtuale). Pentru aceasta oglinzile sunt deplasate din suport puţin în afara bancului optic.

In această situaţie, distanţa D de la planul surselor virtuale la planul ecranului este practic

egală cu distanţa de la sursa reală la ecran şi ecuaţia interfranjei se scrie:

$$i=\frac{D\lambda}{l} \qquad (8.1.)$$

unde l este distanţa dintre sursele virtuale.

Pentru aflarea interfranjei i trebuie, deci, să cunoaştem distanţa l dintre cele două izvoare virtuale I_1 şi I_2. Pentru aceasta aşezăm între oglinzi şi ecran o lentilă montată pe banc şi formăm cu această lentilă imaginea (reală) a celor două izvoare virtuale I_1 şi I_2 pe ecran. Aplicăm în acest caz formula lentilei:

$$\frac{1}{f}=-\frac{1}{a}+\frac{1}{b} \qquad (8.2.)$$

unde f este distanţa focala şi a, b sunt distanţele obiectului, respectiv a imaginii faţă de lentilă. Dacă ţinem seama şi de mărimea:

$$m=\frac{a}{b}=\frac{l}{L} \qquad (8.3.)$$

unde L este distanţa dintre cele două imagini pe ecran, aflam pe l astfel:

$$l=\frac{Lf}{b-f} \qquad (8.4.)$$

şi deci interfranja i, pentru o anumită poziţie a ecranului, i fiind funcţie de lungimea de undă λ cunoscută, poate fi calculată cu foarte mare precizie:

$$i=\frac{D\lambda}{L}\cdot\frac{b-f}{f} \quad ; \quad \lambda=6328\text{Å} \qquad (8.5.)$$

Se mai pot face o serie de alte experienţe, acestea fiind uşor de realizat în cazul în care se foloseşte lumina coerentă a unui laser fiindcă radiaţia emisă prezintă un grad mare de monocromaticitate, este intensă şi din această cauză nu se mai cer precauţiuni prea riguroase de geometrie în realizarea experienţelor, ca de exemplu un paralelism riguros a ecranelor, a muchiilor biprismei, etc.

Astfel, de exemplu prin interferenţa undelor reflectate pe feţele unei lame de sticlă se pot obţine uşor franje de interferenţă cu lumina laser comparativ cu cazul luminii monocromatice obişnuite. Se poate constata din figura de interferenţă paralelismul feţelor lamei.

D. *Determinări experimentale*

Pentru realizarea determinărilor experimentale se procedează astfel:

a)Se realizează aranjanentul experimental compus din laser, lentila cu f=5 mm, oglinzile

fresnel ecran, aşezate în această ordine pe bancul optic. In această situaţie, izvorul real de lumină I este chiar lentila L.

b) Pentru o distanţă D de la sursă (L_1) la ecran se modifică poziţia oglinzilor Fresnel, măsurându-se de fiecare dată interfranja $i=\frac{D\lambda}{l}$ şi distanţa l dintre cele două izvoare virtuale.

Pentru acesta, se intercalează între oglinzi şi ecran lentila L_2 cu f=200mm astfel încât pe ecran să se formeze imaginea surselor virtuale. In această poziţie se măsoară L, distanţa între surse de pe ecran şi b, distanţa între lentila L_2 şi ecran. Valoarea l se calculează cu relaţia (8.4).

Se repetă determinările pentru alte valori D.

c) Se trasează graficul:

$$i=f(\frac{D}{l})$$

verificându-se dependenţa liniară $i=f(\frac{D}{l})$. Panta acestei drepte reprezintă tocmai lungimea de undă a radiaţiei folosite. Se compară valoarea astfel obţinută cu cea cunoscută pentru laserul cu He-Ne.

d) Din fig.8.1 se poate arăta că:

$$l=2\varphi r$$

unde r=distanţa de la L_1 la centrul oglinzilor Fresnel.

Cu datele experimentale de mai sus se calculează unghiul φ format de cele două oglinzi.

Lucrarea nr.9. INTERFEROMETRUL MICHELSON

A.*Scopul lucrării*:

Determinarea lungimii de undă a radiaţiei cu ajutorul interferometrului Michelson.

B.*Dispozitive şi materiale necesare*:

Interferometru Michelson, laser cu He-Ne.

C.*Principiul fizic al metodei*: Fenomenele de interferenţă au condus la construcţia unor dispozitive optice numite *interferometre* cu ajutorul cărora se pot efectua unele dintre cele mai sensibile măsurări din fizică. Interferometrul Michelson separă mai bine fasciculele care urmează să interfere, permiţând intoducerea în drumul razelor a unor dispozitive mai voluminoase. Din acest punct de vedere constituie o perfecţionare faţă de interferometrul Jamin unde separarea celor două fascicule este de doar 2-3 cm, în funcţie de grosimea lamelor.

Schema de principiu a interferometrului este prezentată în fig.9.1. Lumina de la izvorul întins S cade pe o lamă din sticlă plan paralelă semi-argintată pe faţa posterioară. Fasciculul incident se separă în A în două componente de intensitate practic egală dintre care unul cade şi se reflectă pe oglinda O_1 iar celălalt pe oglinda O_2, după ce a traversat lama. Ambele fascicule

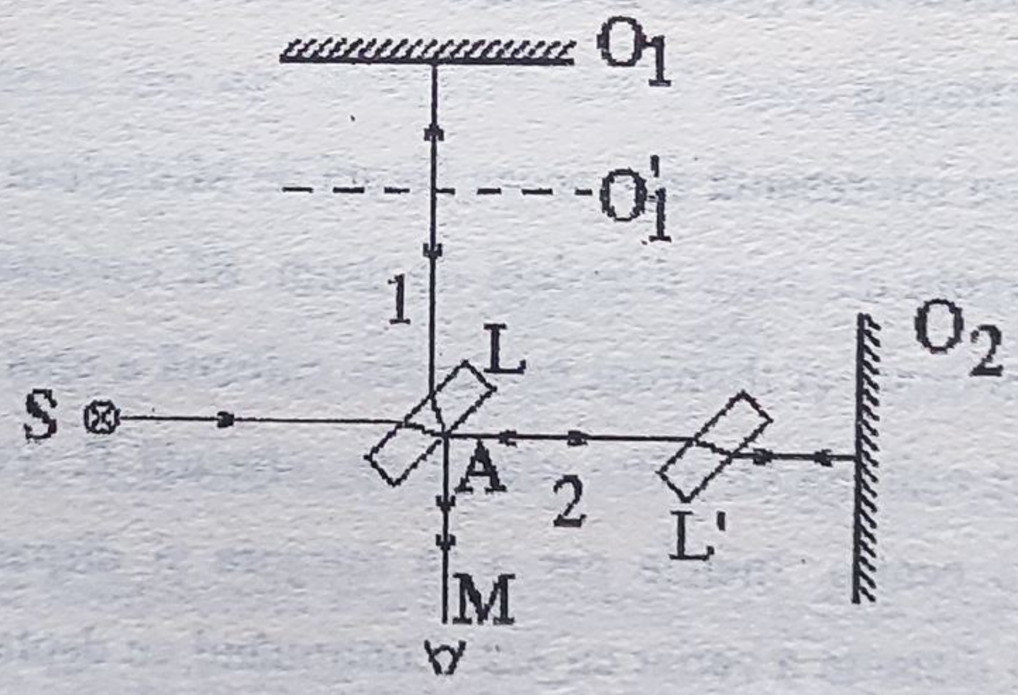


Fig.9.1.

iau în sfârşit direcţia AM, franjele formate fiind observate cu o lunetă.

Raza 1 traversează lama L de trei ori pe când raza 2 numai o singură dată. Pentru a se putea observa franjele şi în lumină albă este necesar ca drumurile optice să fie practic egale. Se introduce pentru aceasta în drumul fasciculului 2 o lamă compensatoare L' de aceeaşi grosime cu L.

In felul acesta, fiecare din fascicule străbate de 3 ori un strat de sticlă de grosimea lamei

Lucrarea nr.9. INTERFEROMETRUL MICHELSON

A.*Scopul lucrării*:

Determinarea lungimii de undă a radiației cu ajutorul interferometrului Michelson.

B.*Dispozitive și materiale necesare*:

Interferometru Michelson, laser cu He-Ne.

C.*Principiul fizic al metodei*: Fenomenele de interferență au condus la construcția unor dispozitive optice numite *interferometre* cu ajutorul cărora se pot efectua unele dintre cele mai sensibile măsurări din fizică. Interferometrul Michelson separă mai bine fasciculele care urmează să interfere, permițând intoducerea în drumul razelor a unor dispozitive mai voluminoase. Din acest punct de vedere constituie o perfecționare față de interferometrul Jamin unde separarea celor două fascicule este de doar 2-3 cm, în funcție de grosimea lamelor.

Schema de principiu a interferometrului este prezentată în fig.9.1. Lumina de la izvorul îndepărtat S cade pe o lamă din sticlă plan paralelă semi-argintată pe fața posterioară. Fasciculul incident se separă în A în două componente de intensitate practic egală dintre care unul cade și se reflectă pe oglinda O_1 iar celălalt pe oglinda O_2, după ce a traversat lama. Ambele fascicule

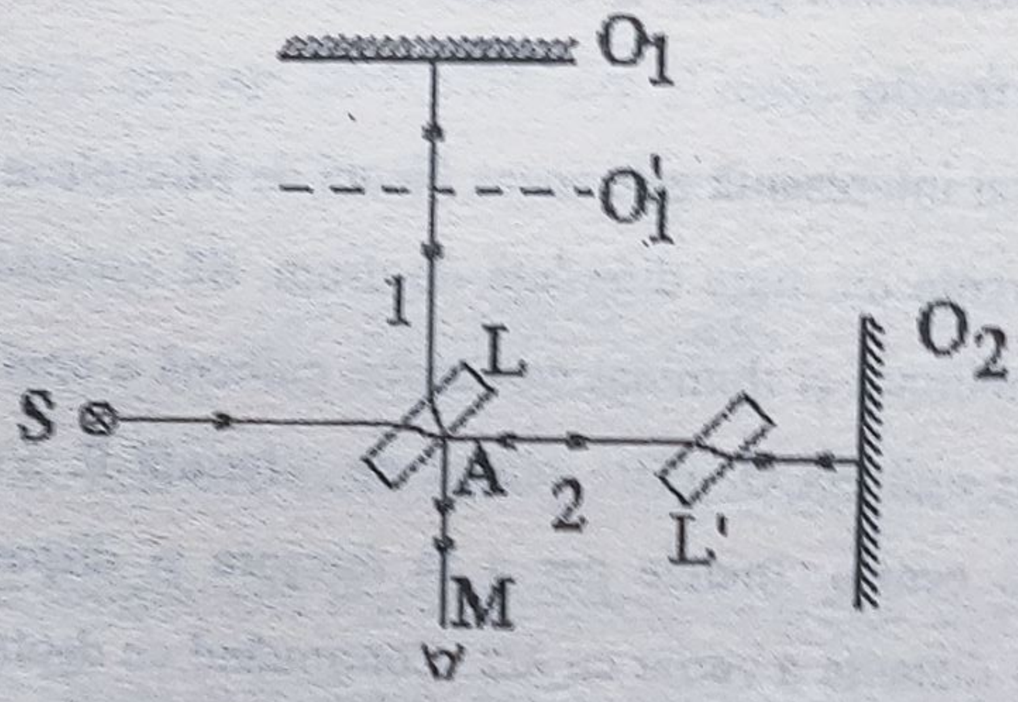


Fig.9.1.

iau în sfârșit direcția AM, franjele formate fiind observate cu o lunetă.

Raza 1 traversează lama L de trei ori pe când raza 2 numai o singură dată. Pentru a se putea observa franjele și în lumină albă este necesar ca drumurile optice să fie practic egale. Se introduce pentru aceasta în drumul fasciculului 2 o lamă compensatoare L' de aceeași grosime cu L.

In felul acesta, fiecare din fascicule străbate de 3 ori un strat de sticlă de grosimea lamei

L.In momentul separării, în A, cele două fascicule aveau aceeaşi fază dar în lunetă ele intră în opoziţie de fază.

Intr-adevăr, oglinzile O_1 şi O_2 fiind metalice (sau metalizate) nu introduc defazaj însă raza 2 suferă în A o reflexie pe un mediu mai dens, schimbându-şi faza cu $\pi/2$, în timp ce raza 1, venind dintr-un mediu mai dens îşi păstrează faza iniţială.

In consecinţă, când drumurile optice sunt riguros egale, câmpul va apărea întunecat. Dispozitivul echivalează în acest caz cu o lamă plan-paralelă de aer (între două lame din sticlă) de grosime zero. Să considerăm planul acestei imagini, P, drept plan de referinţă. Diferenţa de drum dintre cele două fascicule care interferă este aceeaşi ca şi cum lumina ar fi fost reflectată de oglinda O_1 şi de o oglindă care ar coincide cu planul de referinţă P. Dacă depărtăm una din oglinzi cu un şurub micrometric pe distanţa e, de exemplu oglinda O_1, ansamblul devine echivalent cu o lamă paralelă de grosime e şi vom observa franje circulare localizate la infinit.

Dacă înclinăm oglinda O_1 în jurul unei axe verticale aflate în planul de referinţă P, obţinem echivalentul unei lame de aer în formă de dublă pană iar franjele se vor vedea localizate pe oglinda O_2, verticale şi echidistante. Ele sunt vizibile şi în lumină albă în jurul franjei de ordin zero.

Interferometrul Michelson poate fi utilizat ca şi interferometrul Jamin, la măsurarea cu precizie a indicilor de refracţie.

Dar o aplicaţie mai interesantă este aceea făcută de Michelson la studierea structurii unei radiaţii utilizând interferenţe cu mare diferenţă de drum. Să considerăm interferometrul reglat pentru franje de egală înclinare şi iluminat cu lumina galbenă a unei lămpi cu vapori de Na.

Să deplasăm lent oglinda O_1 către planul de referinţă P. Vom observa o deplasare a inelelor luminoase către centru. Inelele par a se micşora şi dispar rând pe rând în centrul ecranului, ori de cîte ori distanţa a variat cu $\lambda/2$. Continuând cu deplasarea franjelor, se observă de la al 400-lea inel dispărut o micşorare a vizibilităţii franjelor iar pe la al 500-lea franjele aproape nu se mai pot observa. Continuând cu apropierea oglinzii de planul P, franjele apar din nou pe la al 600-lea iar vizibilitatea maximă revine la cel de al 1000-lea inel. Fenomenul se repetă la aproximativ 1000 franje.

O observaţie asemănătoare se poate face de altfel şi cu dispozitivul pentru studiul inelelor lui Newton prin depărtarea lentilei de planul PP'.

Explicaţia celor menţionate mai sus se face admiţând că lampa de sodiu nu dă lumină monocromatică ci aceasta este alcătuită din 2 radiaţii de lungime de undă apropiate. Fie λ_1 şi λ_2

aceste lungimi de undă, $\lambda_1 > \lambda_2$. Fiecare radiaţie dă naştere unui sistem de franje de interferenţă distinct. Să presupunem că, pentru o anumită poziţie a oglinzilor suntem în momentul în care vizibilitatea este maximă adică în momentul în care două sisteme se suprapun, maximele unuia formându-se în acelaşi loc cu maximele celuilalt. Prin deplasarea oglinzii O_1 şi modificarea diferenţei de drum dintre fascicule apare şi o deplasare a unui sistem de franje faţă de celălalt, maximele nu mai coincid precis, contrastul este diminuat. Când maximele unui sistem se suprapun peste minimele celuilalt, franjele îşi pierd vizibilitatea şi chiar dispar dacă intensităţile celor două componente sunt egale.

Continuând cu deplasarea oglinzii, franjele apar din nou cu maxim de vizibilitate. In această ultimă situaţie ordinul de interferenţă al unui sistem diferă de al celuilalt cu o unitate.

Fie d deplasarea oglinzii O_1 între două poziţii de maxim de vizibilitate. Ordinul de interferenţă în centrul figurii va fi dat de:

$$2d = k_1\lambda_1 = k_2\lambda_2 = (k_1+1)\lambda_2 \qquad (9.1.)$$

de unde obţinem:

$$\lambda_1 - \lambda_2 = 2\cdot d\left(\frac{k_1+1-k_1}{(k_1+1)\cdot k_1}\right) \approx 2\cdot d\frac{1}{k_1^2} \approx \frac{\lambda_1^2}{2\cdot d} \qquad (9.2.)$$

In experienţa descrisă mai sus 2d=0,5788 mm şi luând pentru λ_1 valoarea medie 5893 Å obţinem:

$$\lambda_1 - \lambda_2 = \frac{(5893)^2}{5788\cdot 10^3} \approx 6\text{Å} \qquad (9.3.)$$

Utilizând metoda de mai sus, Michelson a putut arăta că linia H_α a hidrogenului este compusă de fapt din două componente foarte apropiate, la 0,14Å una de cealaltă.

Cercetări ulterioare făcute cu mijloace tehnice superioare au arătat că distanţa este, de fapt, 0,136Å..

O dispariţie treptată a vizibilităţii franjelor de interferenţă se poate observa şi în cazul unei radiaţii care nu este perfect monocromatică, care are o anumită lărgime $2\Delta\lambda$, adică cuprinde toate radiaţiile cuprinse în intervalul $(\lambda-\Delta\lambda)\to(\lambda+\Delta\lambda)$. Intr-adevăr, pentru diferenţa de drum zero între cele două fascicule, avem un maxim pentru toate radiaţiile cuprinse în acest interval, de asemenea vom avea o coincidenţă destul de bună a maximelor câtă vreme diferenţa de drum rămâne mică, deoarece lungimile de undă sunt apropiate. Pe măsură însă ce diferenţa de drum creşte, nu mai avem coincidenţă între maximul pentru linia centrală şi cel pentru liniile marginale,

franjele devin mai puţin clare. Dispariţia claritǎţii este treptatǎ şi nu periodicǎ aşa cum s-a vǎzut în cazul liniei galbene a sodiului. Din mǎsurǎtori se poate deduce lǎrgimea liniei respective. Cu cât linia este mai finǎ cu atât se pot observa franje de interferenţǎ la o diferenţǎ de drum mai mare.

D.*Determinări experimentale.*

Pe placa de bazǎ se monteazǎ dispozitivele menţionate în fig.9.2. (L_1- lentilǎ de 50 mm, L_2- lentilǎ de 50 mm, St- separator de raze, O_1- oglindǎ, O_2- oglindǎ).

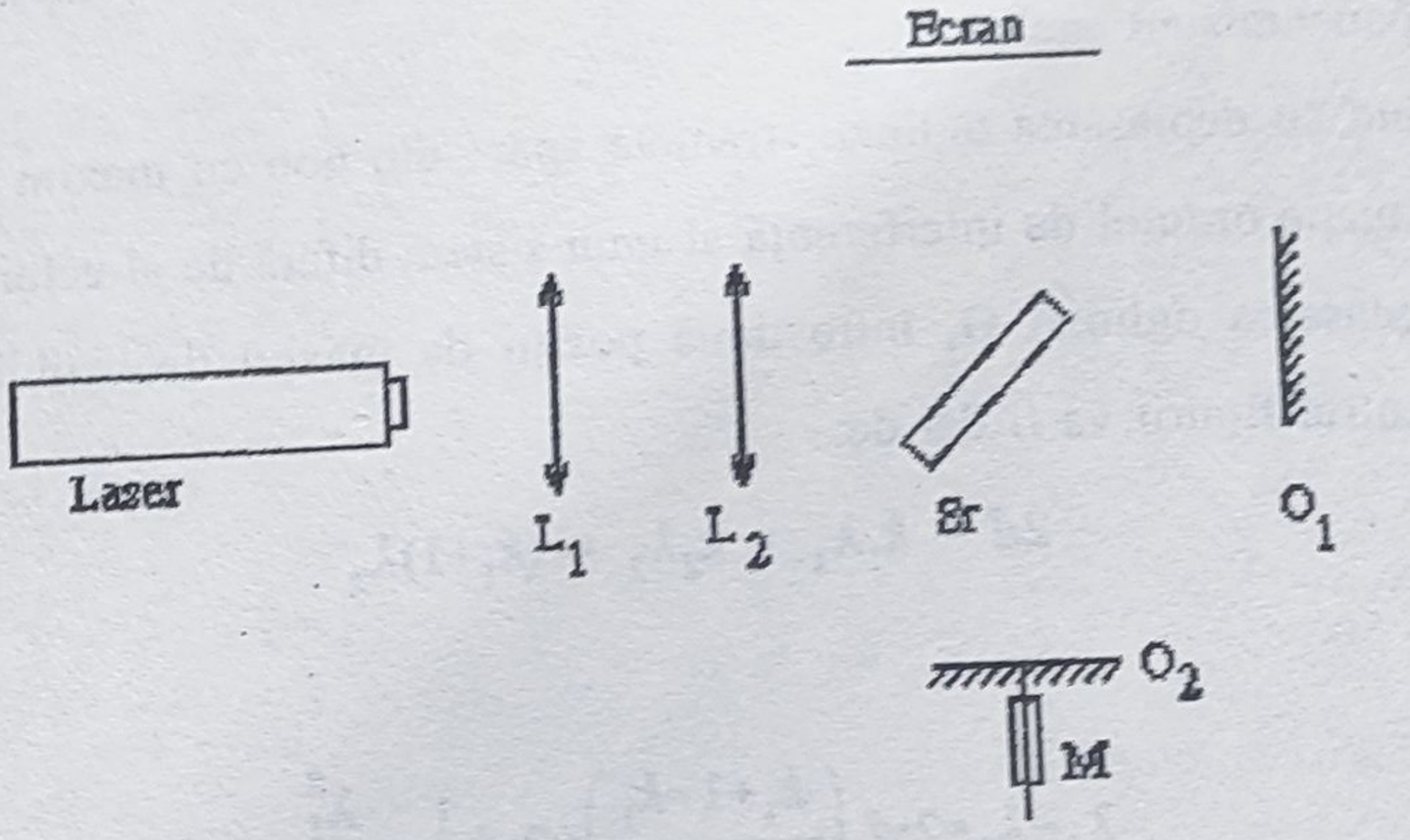


Fig.9.2.

Oglinda O_2 este prevǎzutǎ cu un şurub (tambur T) micrometric care, prin intermediul unui dispozitiv cu pârghie pe pivot şi care este adus înapoi de cǎtre un arc, permite deplasarea ei controlatǎ, înainte şi înapoi, rǎmânând paralelǎ cu ea însǎşi.

Oglinda O_1 este prevǎzutǎ cu douǎ şuruburi T_1 şi T_2 care permit înclinarea ei pe douǎ direcţii perpendiculare (fiecare şurub rotind-o în jurul laturii opuse).

Presupunem cǎ din şuruburile de reglaj am reuşit sǎ facem ca cele douǎ oglinzi sǎ fie perfect perpendiculare una pe cealaltǎ.

Figura de interferenţǎ obţinutǎ va fi evident, în aceste condiţii, cea corespunzǎtoare unei lame de aer cu feţe plan paralele, formatǎ între S_2 şi imaginea virtualǎ a lui S_1 şi anume inelele (cercuri) de egalǎ înclinare, localizate la infinit, în cazul folosirii unui izvor S, întins şi monocromatic, în cazul nostru laserul cu He-Ne.

Prin deplasarea oglinzii O_1 paralel cu ea însǎşi se obţine o lamǎ de aer mai groasǎ sau mai subţire. In cazul în care grosimea lamei creşte, diametrele inelelor cresc şi ieşind din centrul figurii ele se deplaseazǎ spre exterior. Dacǎ grosimea lamei scade, inelele intrǎ, dispǎrând în centrul figurii de interferenţǎ. Densitatea inelelor depinde şi ea de grosimea lamei. Cu cât lama

de aer este mai groasă cu atât inelele sunt mai dese, ceea ce se vede din relaţia care dă inelele de diverse ordine:

$$2 n e \cos r = k\lambda \qquad (9.4.)$$

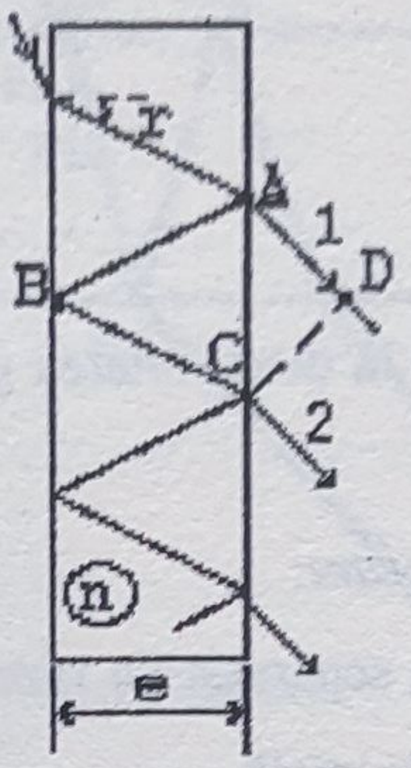


Fig.3.

unde n este indicele de refracţie al aerului, e grosimea lamei de aer, r unghiul de refacţie, k ordinul de interferenţă, iar λ lungimea de undă a radiaţiei monocromatice dată de sursa S (fig.9.3.).

La centru, cos r=1, deci:

$$2 n e = k\lambda \qquad (9.5.)$$

Pentru determinarea lungimii de undă, după obţinerea figurii de interferenţă, se deplasează foarte lent oglinda acţionată de şurubul micrometric, pentru o deplasare Δl, determinându-se numărul Z de franje care au dispărut (sau au apărut) în centrul ecranului sau care au depăşit un reper fixat arbitrar în zona figurii de interferenţă.

In acest caz, lungimea de undă va fi dată de relaţia:

$$2n\Delta l = Z\lambda \qquad (9.6.)$$

Tinând cont că n=1, avem:

$$\lambda = \frac{2\Delta l}{Z} \qquad (9.7.)$$

Se va efectua calculul erorilor

Lucrarea nr.10. METODA INTERFERENTIALA DE DETERMINARE A GROSIMII STRATURILOR SUBTIRI

A. *Scopul lucrării:*

Studiul aplicaţiilor interferenţei la determinarea grosimii straturilor subţiri

B. *Dispozitive şi materiale necesare:*

Spectroscop, lampă cu halogen, separator de raze, lentilă de focalizare, straturi metalice şi semiconductoare depuse pe lamele de sticlă.

C. *Principiul fizic al metodei:*

In anumite cazuri, franjele de interferenţă produse în lumină albă oferă avantaje incontestabile faţă de interferenţa obţinută prin întrebuinţarea unor radiaţii monocromatice. Franjele obţinute cu lumina albă se numesc franje de ordin cromatic egal.

Avantajele prezentate de acest tip de franje multiple sunt:

-Simplitatea optică a dispozitivului.

-Inaltă precizie (franjele sunt mai fine decât în cazul luminii monocromatice).

-Având surse de lumină albă foarte puternice, se pot întrebuinţa suprafeţe cu coeficienţi de reflexie mai mici.

Considerăm o placă transparentă cu feţele plan-paralele, având indicele de refracţie n, înconjurată de aer (n_0=1), pe care cade o undă plană monocromatică sub un unghi de incidenţă i (fig.10.1).

Diferenţa de drum optic dintre două unde consecutive reflectate este :

$$\Delta \mathcal{L} = n(AD+DB) - AC \pm \lambda/2 \qquad (10.1)$$

unde:

$$AD = \frac{d}{\cos r} \qquad AC = 2d \tan r \sin i \qquad (10.2)$$

de unde rezultă:

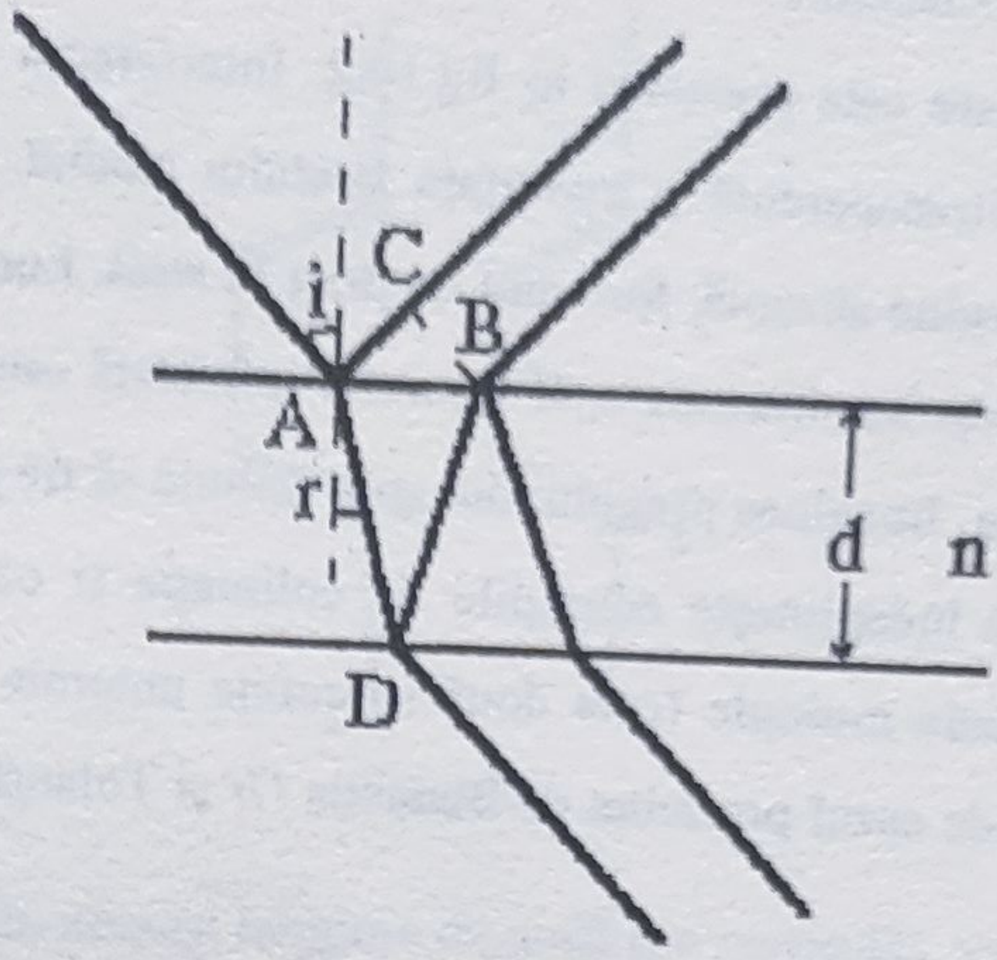


Fig.10.1

$$\Delta \mathcal{L} = 2ndcosr \pm \frac{\lambda}{2} \tag{10.3}$$

iar diferenţa de fază este :

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi\Delta\mathcal{L}}{\lambda} \tag{10.4.}$$

In cazul undelor transmise, diferenţa de drum optic este:

$$\Delta \mathcal{L} = 2ndcosr \tag{10.3.b}$$

diferenţa de $\lambda/2$ provenind din accea că pentru lumina reflectată are loc o reflexie în punctul A, pe un mediu mai dens, iar pentru lumina transmisă, reflexia are loc în punctul B, pe un mediu mai puţin dens. Interferenţa razelor reflectate sau transmise are loc la infinit (razele sunt paralele) şi de aceea interferenţa pe lamă este numită *interferenţă nelocalizată*.

Condiţia de maxim de interferenţă se scrie deci:

$$\Delta \mathcal{L} = k\lambda \tag{10.5}$$

ceea ce înseamnă că vor da maxime de interferenţă mai multe radiaţii care satisfac această condiţie.

Dacă imaginea stratului pe care are loc fenomenul de interferenţă este proiectată pe fanta unui spectrograf, atunci vor fi vizualizate numai acele lungimi de undă care îndeplinesc condiţia de maxim (10.5), dând naştere de-a lungul spectrului la franje colorate, cromatice, numite franje de ordin cromatic egal.

D.*Determinări experimentale.*

Principiul de realizare este prezentat în fig.10.2. Interferenţa are loc pe o pană cu aer, formată între plăcuţa semitransparentă şi suprafaţa stratului studiat. Stratul studiat este astfel realizat încât să aibă o margine abruptă, formând un prag în strat. Lumina albă colimată cade la incidenţă nomală pe plăcuţa semitransparentă. Lumina reflectată este apoi focalizată pe fanta de de intrare a spectroscopului. Imaginea pragului din strat trebuie să fie perpendiculară pe fanta de intrare. Dispozitivul optic îndeplineşte condiţiile de colimaţie şi cele de fază ca şi în cazul franjelor Fizeau de fascicule multiple (cele două suprafeţe puternic reflectătoare vor fi puţin înclinate), spre deosebire de cazul prezentat de Bennetts /7/ şi Tolansky /8/, în care este necesar

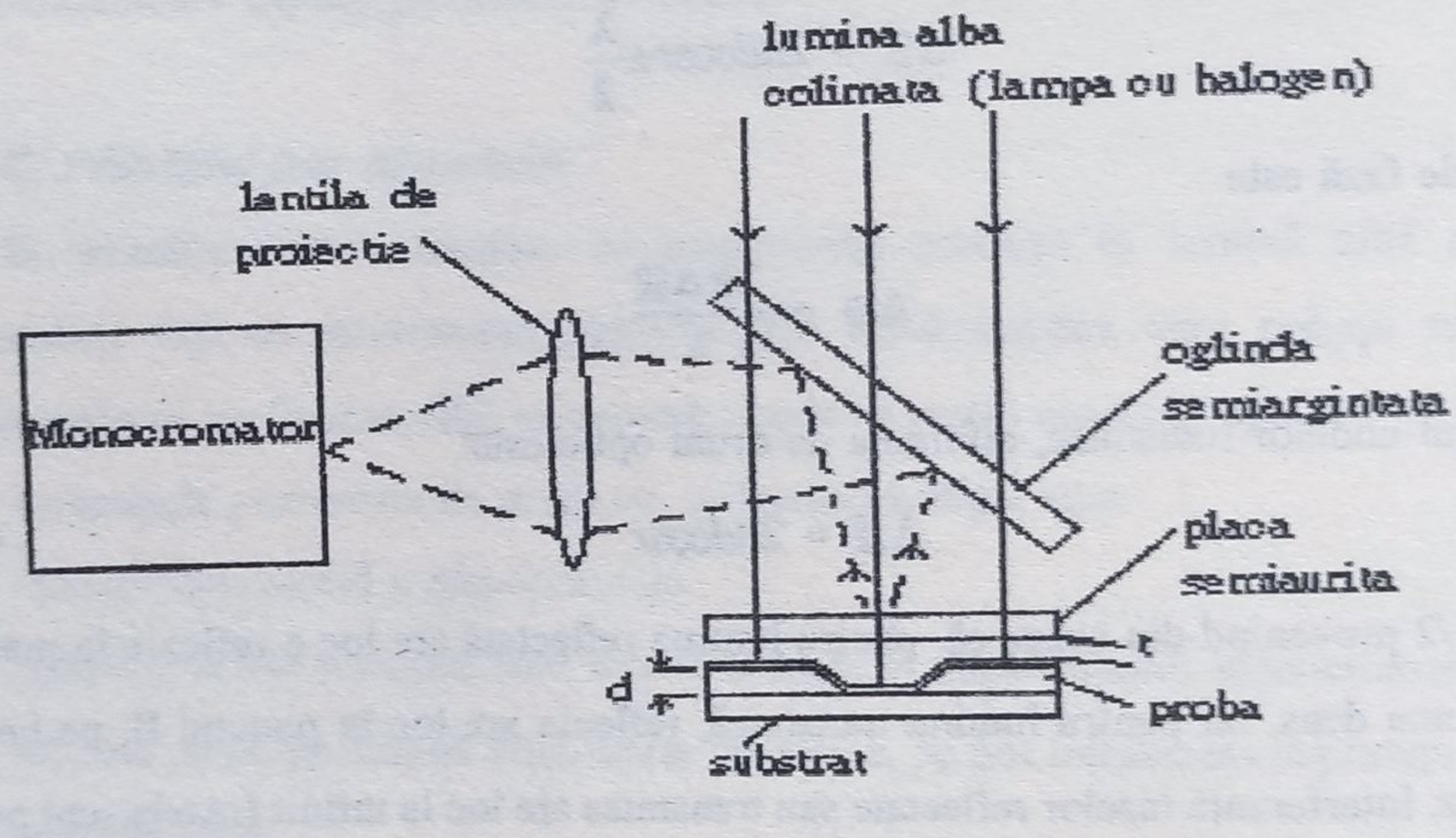


Fig.10.2.

ca cele două suprafeţe să fie plan paralele, lucru dificil de obţinut în practică.

La franjele de ordin cromatic egal, determinările sunt mai rapide dacă se folosesc pentru observaţie minimele de interferenţă. Utilizând suprafeţe cu coeficienţi de reflexie R superiori, franjele de ordin cromatic egal devin foarte fine.

Fiecare punct de pe franjele întunecate observate prin monocromator, corespunde unei grosimi a penei cu aer. După o etalonare prealabilă a tamburului monocromatorului în lungimi de undă (pe porţiuni mici scara este liniară), se prind în câmpul vizual franjele de interferenţă şi se măsoară lungimile de undă λ_1, λ_2 şi λ_1' (fig.10.3).

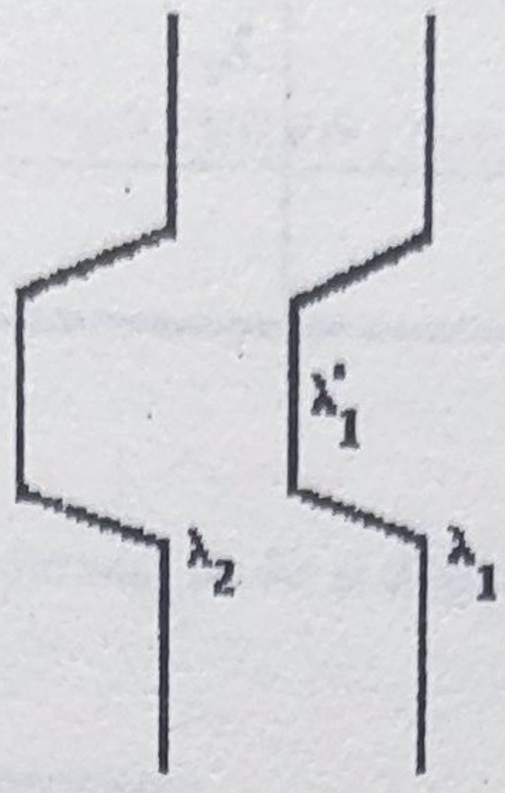


Fig.10.3.

Poziţionând franjele la aceeaşi lungime de undă (pe verticală), pentru fiecare punct de pe o singură franjă mărimile k, λ sunt constante; deci pentru două franje vecine se poate scrie:

$$2e-\frac{\lambda_1}{2}=k\lambda_1 \qquad (10.6)$$

şi

$$2e-\frac{\lambda_2}{2}=(k-1)\lambda_2 \qquad (10.7)$$

unde e este grosimea penei în afara pragului. Deplasarea franjei corespunzătoare lungimii de undă λ_1 la o lungime de undă λ_1' se datorează prezenţei pragului de înălţime d, astfel încât condiţia de maxim se scrie:

$$2(e+d)-\frac{\lambda_1'}{2}=k\lambda_1' \qquad (10.8)$$

Ecuaţiile (10.6), (10.7) şi (10.8) formează un sistem de trei ecuaţii, cu trei necunoscute, λ, e şi d. In aceste condiţii, grosimea stratului este dată de:

$$d=\frac{\lambda_1'-\lambda_1}{2}\frac{\lambda_2}{\lambda_2-\lambda_1} \qquad (10.9.)$$

Pentru determinarea experimentală a grosimii, se aleg un număr de 15 perechi de minime de interferenţă vecine, determinându-se pentru fiecare valorile λ_1 λ_2 şi λ_1'. Datele experimentale se trec într-un tabel; se efectuează calculul erorilor.

Nr.crt.	λ_1	λ_1'	λ_2	d	$\bar{d}$

Lucrarea nr. 11 METODA INTERFERENTIALA DE DETERMINARE A GROSIMII UNUI FIR

A. *Scopul lucrării*

Studiul fenomenului de interferenţă pe fir şi determinarea experimentală a grosimii firelor subţiri

B. *Dispozitive şi materiale necesare*

Laser He-Ne, fanta cu deschiderea variabilă, fotocelulă, calculator cu interfaţă, fire subţiri.

C. *Principiul fizic al lucrării.*

Fenomenul interferenţei a două unde apare atunci când la o acţiune concomitentă a acestora (la suprapunere) nu are loc o simplă sumare a intensităţilor. Condiţia de interferenţă a undelor de o aceeaşi lungime de undă este coerenţa lor, adică păstrarea diferenţei de fază constante în decursul timpului necesar pentru observaţie. O metodă de formare a undelor coerente a fost elaborată de Young şi este prezentată în continuare.

Izvorul de lumină este o fantă S puternic iluminată de la care raza de lumină ajunge la două fante înguste S_1 şi S_2 (fig.11.1.), iluminate astfel de porţiuni diferite ale aceleeaşi unde.

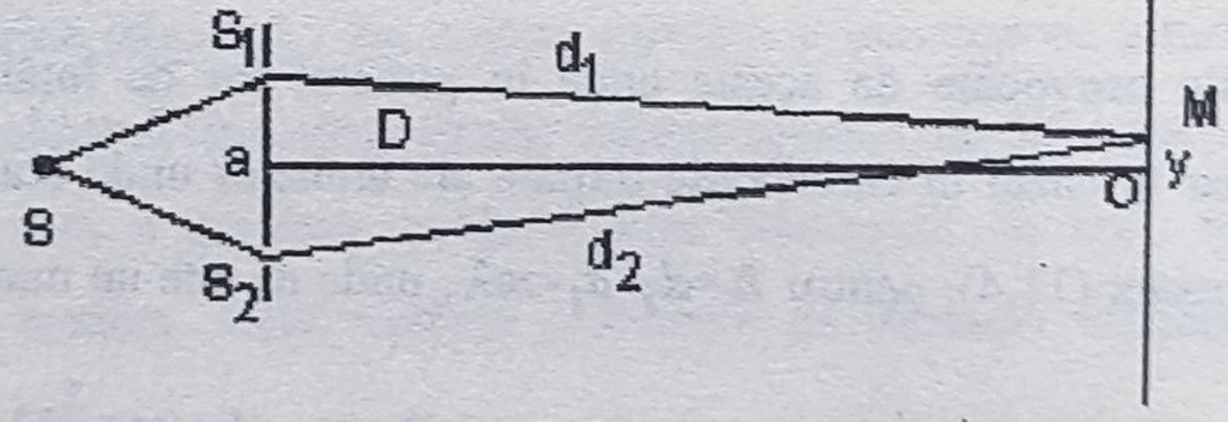


Fig.11.1

Fie două unde coerente provenite din izvoarele S_1 şi S_2 (fig.11.1.). Conform principiului Huygens-Fresnel fiecare din cele două fante reprezintă izvoare de unde coerente. Considerând direcţiile de vibraţie ale câmpului electric al ambelor unde normale pe planul figurii, iar punctul de observaţie fiind M, se scriu expresiile pentru intensităţile câmpului electric a undelor:

$$y_1 = a_1 \cos(\omega t - \varphi_1)$$
$$y_2 = a_2 \cos(\omega t - \varphi_2) \qquad (11.1.)$$

In punctul M de pe ecran unde ele se suprapun şi pentru care distanţele d_1 şi d_2 sunt mult mai mari decât a, oscilaţiile vor avea următoarele expresii:

$$y_1^{(M)}=a_1' \cos\left[2\pi\left(\frac{t}{T}-\frac{d_1}{\lambda}\right)-\varphi_1\right] \qquad (11.2.)$$

$$y_2^{(M)}=a_2' \cos\left[2\pi\left(\frac{t}{T}-\frac{d_2}{\lambda}\right)-\varphi_2\right]$$

unde amplitudinile a_1' şi a_2' sunt proporţionale cu a_1 şi a_2 şi depind şi de distanţele d_1 şi d_2.

Amplitudinea undei rezultante în punctul M este dată de:

$$A^2=a_1'^2+a_2'^2+2a_1'a_2' \cos\left[\frac{2\pi}{\lambda}(d_2-d_1)+(\varphi_2-\varphi_1)\right] \qquad (11.3)$$

iar intensitatea:

$$I=I_1+I_2+2\sqrt{I_1I_2} \cos\left[\frac{2\pi}{\lambda}(d_2-d_1)+(\varphi_2-\varphi_1)\right] \qquad (11.4)$$

Suprapunerea celor două unde care se propagă într-o anumită direcţie dă naştere la o undă rezultantă de aceeaşi frecvenţă dar a cărei intensitate depinde de poziţia punctului M în care se face observaţia. Presupunem că diferenţa de fază iniţială $\varphi_2-\varphi_1$ este constantă (izvoarele sunt coerente) în timp şi pentru simplificarea calculelor vom considera $\varphi_2-\varphi_1=0$. Interferenţa în punctul M depinde acum numai de diferenţa de drum $\Delta=d_2-d_1$ dintre cele două unde, căreia îi corespunde diferenţa de fază:

$$\varphi=\frac{2\pi}{\lambda}\Delta \qquad (11.5)$$

Deci oscilaţiile provocate de aceste unde în punctul lor de întâlnire vor prezenta o diferenţă de fază chiar în cazul în care fazele iniţiale ale ambelor unde erau aceleaşi.

Conform expresiei (11.4), pentru $\Delta=d_2-d_1=m\lambda$, unde m este un număr întreg, oscilaţiile vor fi în fază şi intensitatea va atinge un maxiumum. Pentru $\Delta=(m+\frac{1}{2})\lambda$ oscilaţiile vor fi în opoziţie de fază, iar intensitatea rezultantă va fi minimă.

Din figura.11.1. se observă că se poate scrie:

$$d_1^2=D^2+\left(\frac{a}{2}-y\right)^2 \qquad (11.6.)$$

$$d_2^2=D^2+\left(\frac{a}{2}+y\right)^2$$

Făcând acum diferenţa între aceste două relaţii se obţine:

$$d_2^2-d_1^2=(d_2-d_1)(d_2+d_1)=2ay\approx 2D\Delta \qquad (11.7.)$$

unde s-a ţinut cont că $d_2-d_1=\Delta$ şi s-a făcut aproximarea $d_2+d_1=2D$. Atunci

$$y=\frac{D}{a}\Delta \qquad (11.8.)$$

Diferenţa de drum pentru minimul de ordinul "m" este $\Delta=(m+\frac{1}{2})\lambda$ şi deci $y_m=\frac{D}{a}(m+\frac{1}{2})\lambda$. In mod analog, se poate scrie $y_k=\frac{D}{a}(k+\frac{1}{2})\lambda$, unde y_k este poziţia minimului de ordinul "k". Distanţa y_m-y_k din figura de interferenţă are expresia:

$$y_m-y_k=\frac{D}{a}(m-k)\lambda, \qquad (11.9)$$

Definind interfranja ca fiind distanţa dintre două maxime (sau minime) succesive (m-k=1), se obţine relaţia:

$$i=\frac{D\lambda}{a} \qquad (11.10.)$$

O aplicaţie interesantă a fenomenului de interferenţă o constituie determinarea grosimii unui fir subţire. Pentru aceasta, se trimite pe fir un fascicul cât mai îngust de lumină monocromatică. Marginile firului se comportă ca două surse secundare coerente, astfel încât în spaţiul umbrei geometrice (fig.11.2.) iau naştere minime şi maxime de interferenţă. De o parte şi de alta a acestora se observă franjele mult mai intense produse de difracţia pe marginile firului. Pe ecran se observă deci o porţiune centrală, mai întunecată, în care apar franje fine de interferenţă, iar lîngă aceasta, două maxime principale de difracţie, urmate de un număr de maxime secundare.

D. *Determinări experimentale.*

Pentru obţinerea figurii de interferenţă se realizează un aranjament experimental care principial nu diferă de cel din fig.11.2. Pe bancul optic este aşezat în ordine: izvorul de lumină (laserul cu He-Ne), fanta cu deschidere variabilă, dispozitivul de fixare a firului, fotocelula cuplată la interfaţa calculatorului, fixată pe un dispozitiv ce îi permite deplasarea cu viteză constantă. Se conectează blocul de alimentare a laserului LG-38. Se deplasează orizontal fotocelula, înregistrându-se spectrul de interferenţă. Se determină interfranja ca medie a distanţelor dintre maximele succesive care apar. Măsurând distanţa D dintre fir şi fotocelulă şi cumoscând valoarea lungimii de undă a laserului, se determină grosimea a a firului cu relaţia:

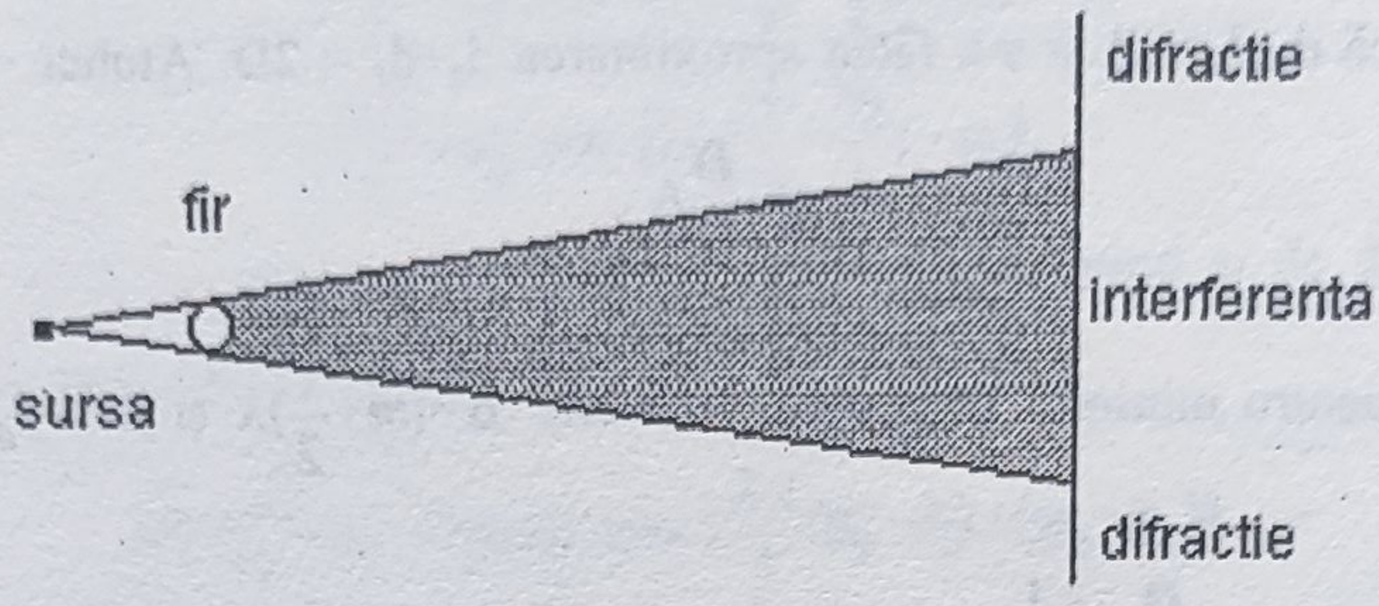


Fig.11.2.

$$a=\frac{\lambda D}{i} \tag{11.11.}$$

Se repetă determinările pentru alte distanţe D. Se calculează valoarea medie obţinută şi abaterea standard.

Lucrarea nr.12. **MODELAREA PROCESULUI DE INTERFERENTA MULTIPLA IN INTERFEROMETRUL FABRY-PEROT**

A. *Scopul lucrării*

Modelarea procesului de interferenţă multiplă în interferometrul Fabry-Perot. Determinarea caracteristicilor interferometrului.

B. *Dispozitive şi materiale necesare*

Calculator IBM-PC

C. *Principiul fizic al lucrării.*

Interferometrul sau etalonul Fabry-Perot este un aparat spectral cu o putere mare de separare R. Este binecunoscut că la aparatele spectrale cu prismă valorile puterii de separare R sunt de ordinul $10^4...10^5$ iar la cele cu reţea de ordinul sutelor de mii. Există însă o gamă de probleme de spectroscopie a căror rezolvare implică o putere de separare mult mai mare. Astfel pentru studiul structurii hiperfine şi al structurii izotopice a liniilor spectrale trebuiesc separate linii ale căror componente au lungimi de undă ce diferă cu $10^{-2}...10^{-4}$ Å. Pentru aceasta este nevoie de aparate cu o putere de separare de $5x10^5...5x10^7$. Asemenea aparate se numesc aparate cu înaltă putere de separare. Dintre acestea fac parte lama Lummer-Gehrke, etalonul Michelson şi etalonul Fabry-Perot. Principiul lor de funcţionare se bazează pe folosirea interferenţei multiple. Din toate cele menţionate cel mai simplu şi de aceea mai frecvent utilizat este etalonul Fabry-Perot. In acelaşi timp, el este şi aparatul cu cea mai mare eficienţă şi putere de separare. Datorită faptului că sunt folosite oglinzi formate din straturi dielectrice reflectante cu absorbţie redusă, interferometrul Fabry-Perot are o luminozitate înaltă, ceea ce permite să fie folosit în lucrările de spectroscopie cu fascicule de intensitate joasă.

Interferometrul Fabry-Perot este utilizat la soluţionarea următoarelor probleme:

a) Studiul conturului liniilor spectrale şi determinarea cauzelor care provoacă lărgirea, deplasarea şi deformarea lor (efectul Doppler, ciocnirile atomilor şi ionilor în sursele luminoase, efectul Stark, etc.)

b) Analiza despicării liniilor spectrale (structura fină şi hiperfină, influenţa câmpului magnetic asupra structurii liniei spectrale, efectul Zeeman, etc.)

c) Cercetarea componenţei spectrale a radiaţiei laser (evidenţierea modurilor de oscilaţie longitudinale şi transversale).

Funcţionarea interferometrului Fabry-Perot se bazează pe reflexia luminii între două suprafeţe plan-paralele divizoare de lumină. El poate fi realizat sub formă unei lame cu feţe plan-paralele din sticlă sau din cuarţ, pe ambele feţe ale acesteia fiind depuse straturi reflectante, divizoare (fig.12.1a) sau sub forma a două oglinzi plane semitransparente, aşezate paralel una faţă de alta şi separate printr-un strat de aer (fig .12.1b).

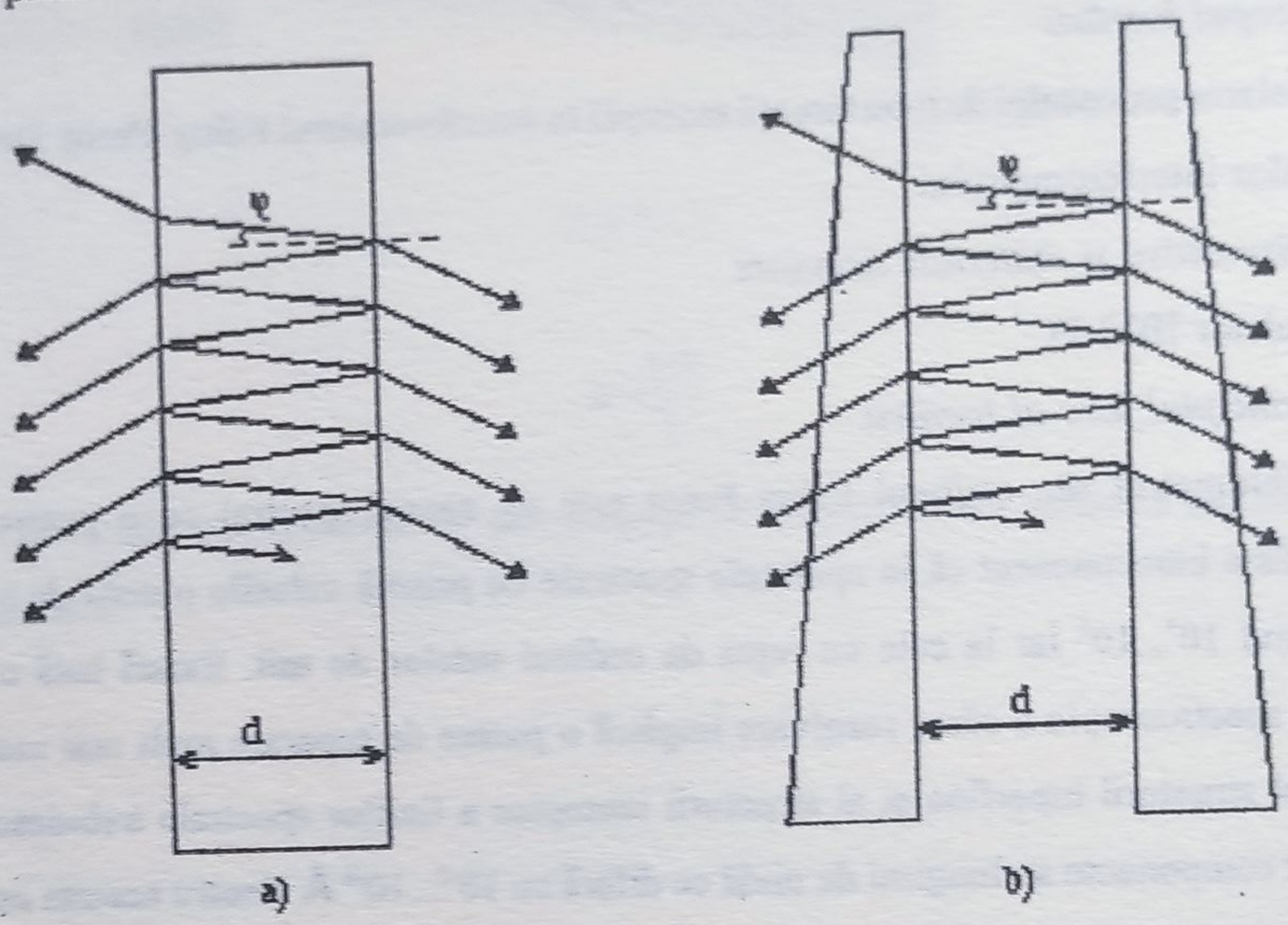


Fig.12.1

La trecerea unui fascicul de lumină prin etalon, datorită reflexiilor multiple pe suprafeţele semitransparente, se formează o serie de fascicule luminoase paralele. Diferenţa de drum dintre fasciculele vecine poate fi calculată din consideraţii geometrice.Ea este egală cu:

$$\Delta_0 = 2dn\cos\varphi \qquad (12.1.)$$

în cazul în care oglinzile sunt depuse pe cele două feţe ale unei lame plan-paralele, şi cu:

$$\Delta_0 = 2d\cos\varphi \qquad (12.2.)$$

pentru etalonul cu lamele separate printr-un strat de aer. In ambele cazuri, φ este unghiul sub care se reflectă razele de lumină pe feţele oglinzii.

Condiţia de formare a unui maxim de interferenţă are în acest caz forma:

$$2dn\cos\varphi = k\lambda \qquad (12.3.)$$

pentru etalonul sub formă de lamă din sticlă şi:

$$2d\cos\varphi = k\lambda \qquad (12.4.)$$

pentru etalonul cu strat de aer. Condiţia pentru maxim (12.3) şi (12.4) este satisfăcută pentru toate

Funcţionarea interferometrului Fabry-Perot se bazează pe reflexia luminii între două suprafeţe plan-paralele divizoare de lumină. El poate fi realizat sub formă unei lame cu feţe plan-paralele din sticlă sau din cuarţ, pe ambele feţe ale acesteia fiind depuse straturi reflectante, divizoare (fig.12.1a) sau sub forma a două oglinzi plane semitransparente, aşezate paralel una faţă de alta şi separate printr-un strat de aer (fig .12.1b).

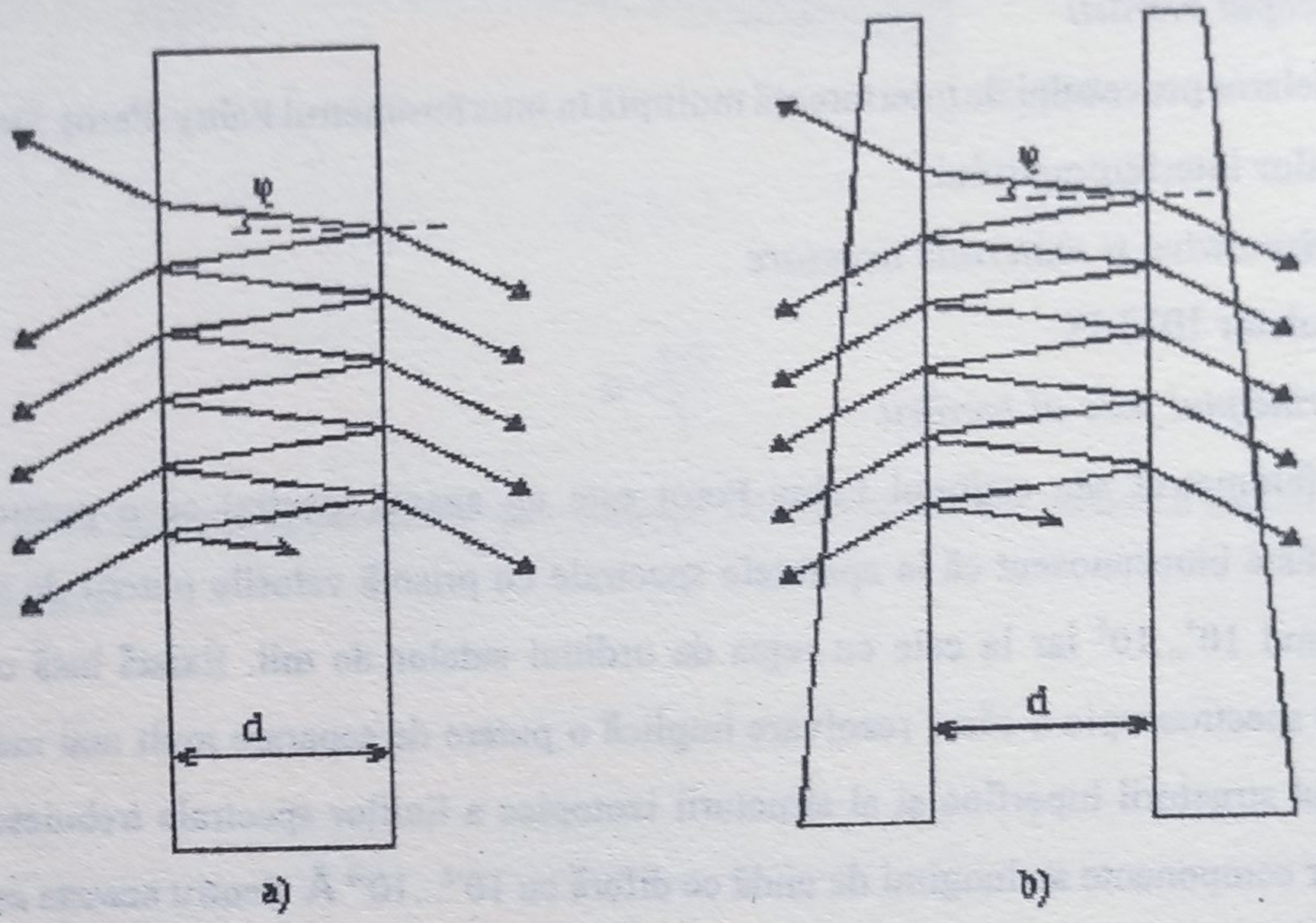


Fig.12.1

La trecerea unui fascicul de lumină prin etalon, datorită reflexiilor multiple pe suprafeţele semitransparente, se formează o serie de fascicule luminoase paralele. Diferenţa de drum dintre fasciculele vecine poate fi calculată din consideraţii geometrice.Ea este egală cu:

$$\Delta_0 = 2dn\cos\varphi \qquad (12.1.)$$

în cazul în care oglinzile sunt depuse pe cele două feţe ale unei lame plan-paralele, şi cu:

$$\Delta_0 = 2d\cos\varphi \qquad (12.2.)$$

pentru etalonul cu lamele separate printr-un strat de aer. In ambele cazuri, φ este unghiul sub care se reflectă razele de lumină pe feţele oglinzii.

Condiţia de formare a unui maxim de interferenţă are în acest caz forma:

$$2dn\cos\varphi = k\lambda \qquad (12.3.)$$

pentru etalonul sub formă de lamă din sticlă şi:

$$2d\cos\varphi = k\lambda \qquad (12.4.)$$

pentru etalonul cu strat de aer. Condiţia pentru maxim (12.3) şi (12.4) este satisfăcută pentru toate

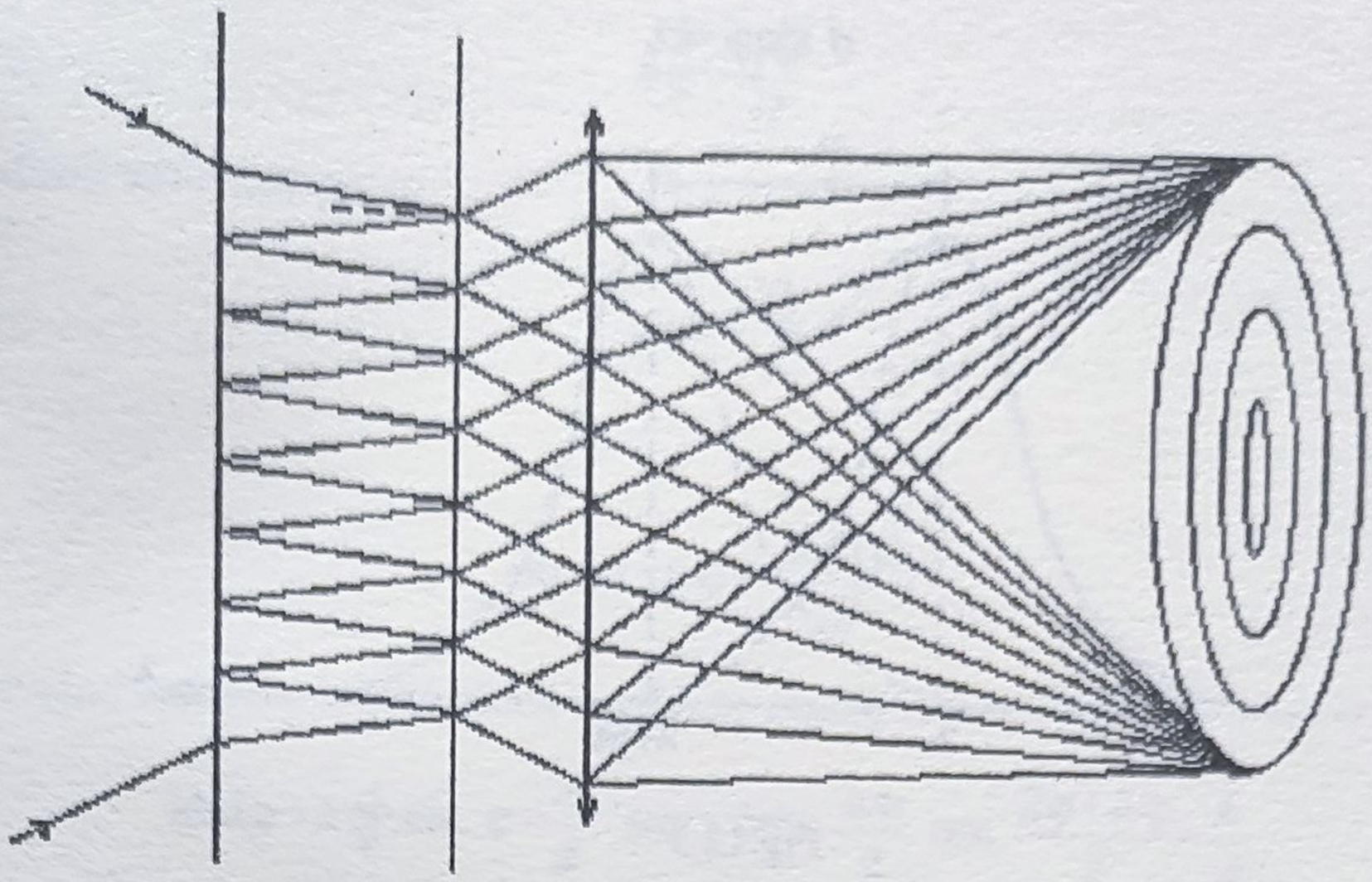


Fig.12.2

razele care formează cu normala la suprafaţă unghiul φ. Din această cauză dacă în spatele etalonului se aşează o lentilă, atunci în planul său focal se vor observa o serie de cercuri luminoase, care corespund condiţiilor $2dn\cos\varphi_1 = k\lambda$, $2dn\cos\varphi_2=(k-1)\lambda$, etc. (fig.12.2). Acest tablou este tipic pentru interferenţa în orice placă plan-paralelă. Numai că, într-o placă obişnuită coeficientul de reflexie este R=3...5 %, deci apare o atenuare foarte rapidă a fasciculelor odată cu mărirea numărului de reflexii, pe când pentru etalonul Fabry-Perot, R fiind aproape de 100%, intensitatea fasciculului următor se deosebeşte foarte puţin de intensitatea fasciculului precedent, şi de aceea numărul afectiv al fasciculelor care interferează este mare. Tocmai acest fapt determină înalta putere de separare a etalonului Fabry-Perot.

Dintre dispozitivele prezentate în acest îndrumar, pe principiul interferenţei multiple se bazează funcţionarea reţelei de difracţie .

Pentru definirea puterii de separare a aparatelor optice, Rayleigh a propus următorul criteriu: două linii spectrale pot fi considerate rezolvate ca imagini separate dacă maximul primei linii coincide cu minimul celei de-a doua (fig.12.3). Dacă λ şi λ+δλ sunt lungimile de undă a două radiaţii de lungimi de undă apropiate din spectrul unei reţele de difracţie, discernabile în sensul criteriului lui Rayleigh, mărimea $\frac{\lambda}{\delta\lambda}$ se numeşte puterea de separare a aparatului spectral.

La o reţea plană, poziţia maximului principal de ordin k pentru radiaţia cu lungimea de undă λ este dată de relaţia

$$d\sin\varphi = k\lambda \tag{12.5.}$$

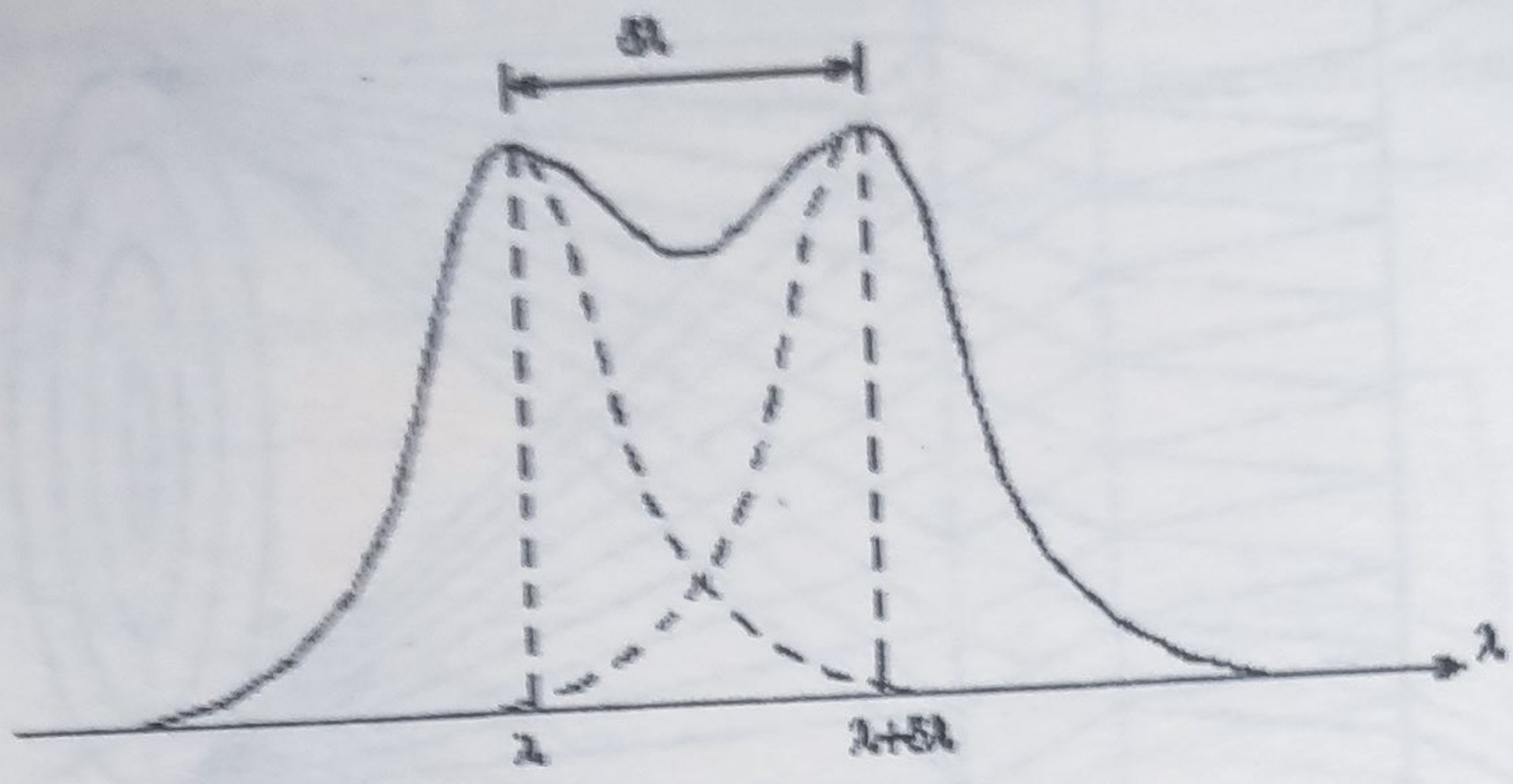


Fig.12.3

unde d este constanta reţelei, egală cu suma lăţimilor intervalului transparent şi a celui opac, φ - unghiul de difracţie. In figura 12.4 este prezentată distribuţia intensităţii a două linii spectrale, obţinute cu ajutorul unei reţele de difracţie plane pentru ordinele de difracţie k şi k+1. Din teoria difracţiei este bine cunoscut faptul că între două maxime principale care satisfac relaţia (12.5) apar N-1 minime, unde N este numărul total de fante (sau numărul total de zgârieturi) ale reţelei.

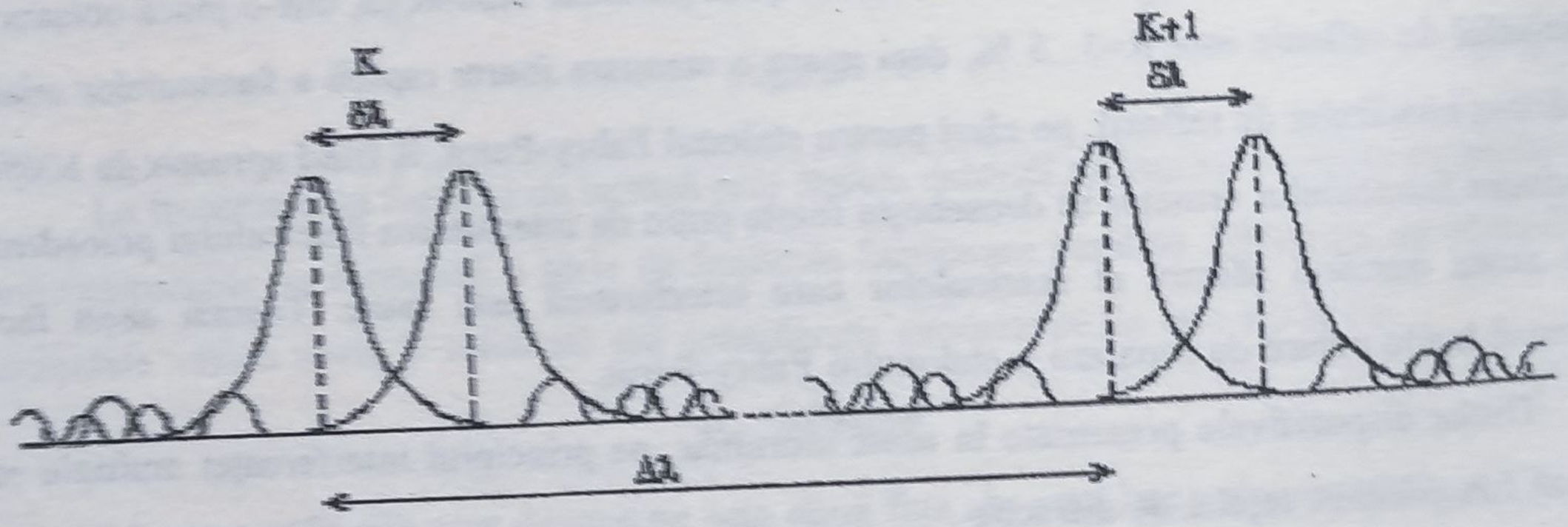


Fig.12.4

Pentru determinarea diferenţei de drum δλ care determină puterea de separare, vom lua în considerare expresia (12.5), care ne permite să scriem:

$$\delta\lambda = \frac{d\cos\varphi}{k}\delta\varphi \tag{12.6.}$$

unde δφ reprezintă distanţa unghiulară dintre poziţiile maximului liniei spectrale cu lungimea de undă λ şi a minimului cel mai apropiat al acestei linii (poziţia maximului liniei cu lungimea de undă λ+δλ conform criteriului lui Rayleigh). Atunci:

unde Δφ este distanţa unghiulară dintre maximele de ordinul k şi k+1 ale liniei spectrale λ

$$d \sin\varphi = k\lambda \tag{12.5.}$$

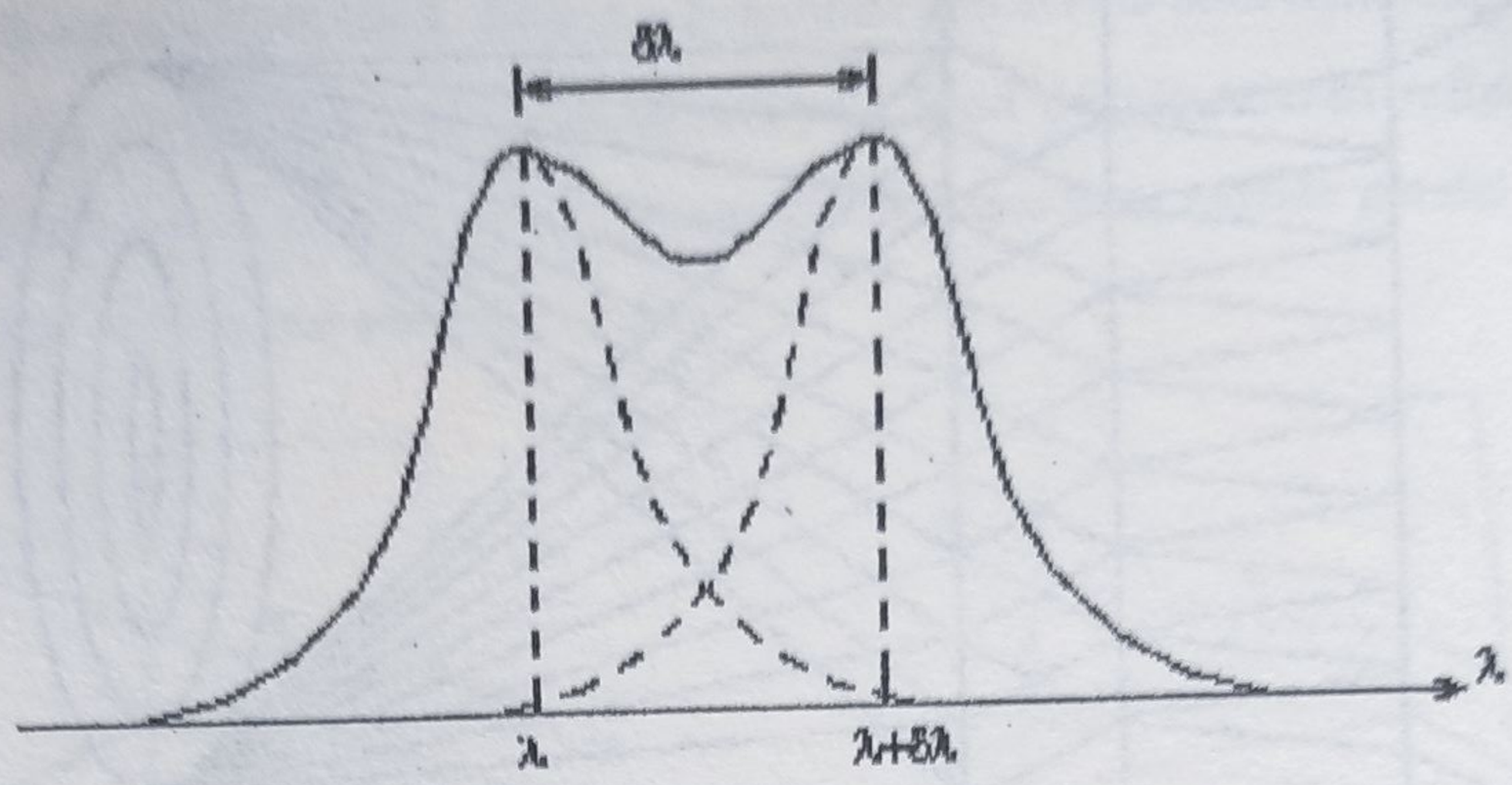


Fig.12.3

unde d este constanta reţelei, egală cu suma lăţimilor intervalului transparent şi a celui opac, φ - unghiul de difracţie. In figura 12.4 este prezentată distribuţia intensităţii a două linii spectrale, obţinute cu ajutorul unei reţele de difracţie plane pentru ordinele de difracţie k şi k+1. Din teoria difracţiei este bine cunoscut faptul că între două maxime principale care satisfac relaţia (12.5) apar N-1 minime, unde N este numărul total de fante (sau numărul total de zgârieturi) ale reţelei.

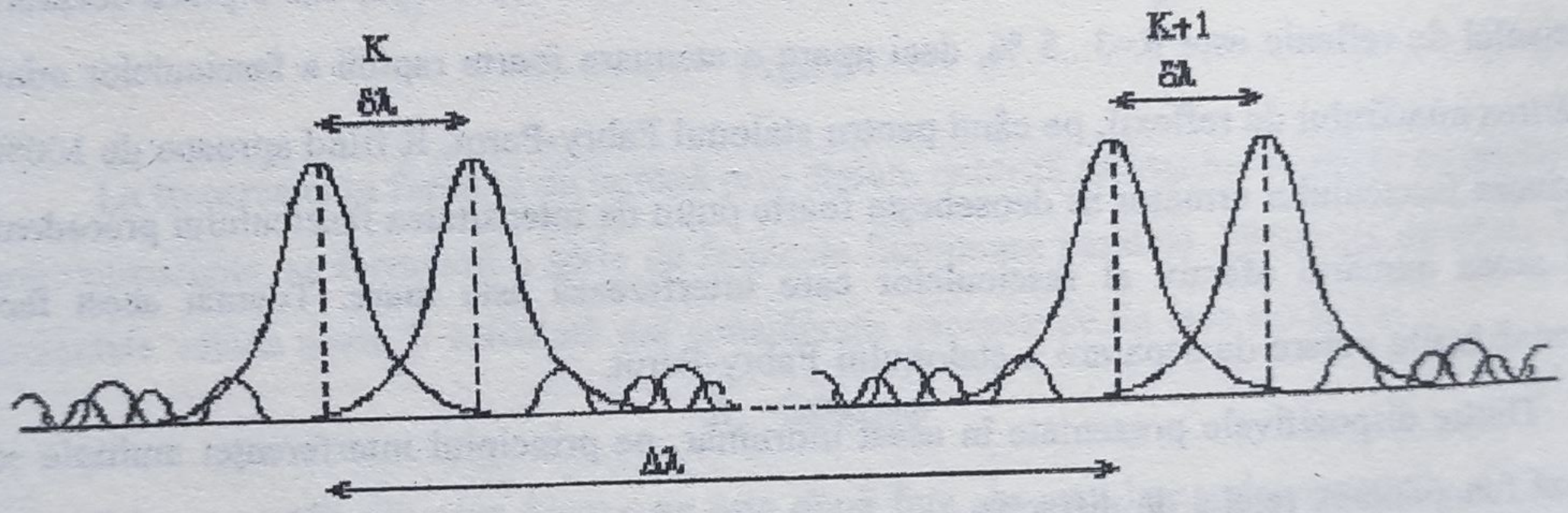


Fig.12.4

Pentru determinarea diferenţei de drum δλ care determină puterea de separare, vom lua în considerare expresia (12.5), care ne permite să scriem:

$$\delta\lambda = \frac{d\cos\varphi}{k}\delta\varphi \tag{12.6.}$$

unde δφ reprezintă distanţa unghiulară dintre poziţiile maximului liniei spectrale cu lungimea de undă λ şi a minimului cel mai apropiat al acestei linii (poziţia maximului liniei cu lungimea de undă λ+δλ conform criteriului lui Rayleigh). Atunci:

unde Δφ este distanţa unghiulară dintre maximele de ordinul k şi k+1 ale liniei spectrale λ

$$\delta\varphi=\frac{\Delta\varphi}{N} \tag{12.7.}$$

Conform expresiei (12.5):

$$\sin\varphi=\frac{k\lambda}{d} \tag{12.8.}$$

$$\sin(\varphi+\Delta\varphi)=\frac{(k+1)\lambda}{d} \tag{12.9.}$$

Efectuând scăderea acestor două ecuaţii se obţine:

$$\sin(\varphi+\Delta\varphi)-\sin\varphi=\frac{\lambda}{d} \quad sau \quad 2\sin\frac{\Delta\varphi}{2}\cos\frac{2\varphi+\Delta\varphi}{2}=\frac{\lambda}{d} \tag{12.10.}$$

Luând în considerare că unghiul $\Delta\varphi$ este mic, din relaţiile anterioare, obţinem puterea de separare a reţelei ce depinde de ordinul spectrului K şi de numărul total de fante:

$$R=\frac{\lambda}{\delta\lambda}=KN \tag{12.11.}$$

Pentru a obţine o putere mare R ar fi mai convenabil să se lucerze cu ordinele K mari ale spectrului, dar, dacă se ţine seama de scăderea intensităţii radiaţiei la ordinele K înalte, atunci mai preferate sunt ordinele relativ mici. Trebuie menţionat faptul că din relaţia (12.8) rezultă:

$$K=\frac{d\sin\varphi}{\lambda}=\frac{\Delta_0}{\lambda} \tag{12.12.}$$

unde Δ_0 este diferenţa de drum dintre două fascicule vecine ce interferează. Atunci expresia (12.11) va avea forma:

$$R=KN=N\frac{\Delta_0}{\lambda} \tag{12.13.}$$

Acestă relaţie rămâne valabilă şi pentru celelalte aparate spectrale a căor funcţionare se bazează pe interferenţa mai multor fascicule. Pentru o reţea de difracţie, valori mari ale lui R se ating pe seama interferenţei unui număr foarte mare de fascicule (N fiind numărul total de trăsături ale reţelei, care ajunge la reţelele actuale până la ordinul 10^5), însă diferenţa de drum dintre cele două fascicule vecine este mică şi anume de ordinul a câtorva lungimi de undă λ. Din contra, în absolut toate aparatele cu înaltă putere de rezoluţie, numărul de fascicule care interferează este relativ mic (N=10...100), iar valoarea înaltă a puterii de rezoluţie se obţine pe seama diferenţelor de drum mari dintre ele (Δ_0=1...50 cm).

O altă caracteristică ce deosebeşte aparatele cu înaltă putere de separare de alte aparate

o constituie valoarea mică a intervalului spectral în care nu se produce suprapunerea spectrelor de ordine vecine. Mărimea acestui interval se numeşte constanta aparatului. Valoarea mică a lui $\Delta\lambda$ pentru aparatele cu înaltă putere de separare se datorează, de asemenea faptului că diferenţele de drum dintre fasciculele care interferează sunt mari. Intr-adevăr, maximele de interferenţă pentru razele cu lungimea de undă λ apar numai dacă diferenta de drum dintre fasciculele vecine care interferează este egală cu un număr întreg de lungimi de undă $\Delta_0=K\lambda$. In acest caz, se va forma un maxim de interferenţă şi pentru lungimile de undă $\lambda_1=\lambda+\Delta\lambda$, pentru care este satisfăcută condiţia $\Delta_0=K'\lambda'$. Valoarea minimă a lui $\Delta\lambda$ corespunde lui $K-K'=1$, de unde, egalând mărimile $k\lambda$ şi $k'\lambda'$ vom obţine că constanta aparatului este:

$$\Delta\lambda=\frac{\lambda}{K}=\frac{\lambda^2}{\Delta_0} \qquad (12.14.)$$

In cazul particular în care $\Delta_0=5$ cm şi $\lambda=5\cdot10^{-5}$ rezultă $\Delta\lambda=5\cdot10^{-10}\ cm=0{,}05$ Å.

Luând în considerare expresia (2) $\Delta_0=2d\cos\theta$ şi faptul că unghiul de incidenţă θ este mic (vezi fig.12.1) putem scrie $\cos\theta=1$ şi

$$\Delta\lambda=\frac{\lambda^2}{2d} \qquad (12.15.)$$

A treia caracteristică a interferometrului Fabry-Perot este funcţia de aparat sau transmitanţa care reprezintă raportul dintre intensitatea radiaţiei transmisă prin etalon I_T şi intensitatea radiaţiei incidente.

Această funcţie are forma:

$$\frac{I_T}{I_0}=\frac{T^2}{(1-R^2)+4R\sin^2\frac{\Delta\varphi}{2}} \qquad (12.16.)$$

Această expresie a fost obţinută pentru cazul în care cele două oglinzi ale etalonului sunt separate printr-un strat de aer, considerând dimensiunile etalonului suficient de mari pentru a nu fi nevoie să ţinem cont de difracţia de la marginile lor şi de fasciculele înclinate. Se consideră că ambele oglinzi au acelaşi coeficient de reflexie R, acelaşi coeficient de absorbţie α şi acelaşi coeficient de transmisie T, astfel că $T+R+\alpha=1$ şi:

$$\Delta\varphi=\frac{2\pi}{\lambda}\cdot\Delta_0 \qquad (12.17.)$$

Expresia (12,16) mai poartă numele de formula lui Airy.

Din relaţia (12.16) se observă că maximele funcţiei Airy $\frac{I_T}{I_0}$ se produc atunci când $\frac{\Delta\varphi}{2}=K\pi$, şi luând în considerare (12.17) obţinem $\Delta_0=K\lambda$. Astfel intensitatea în maximul funcţiei (12.16) este egală cu

$$I_{max}=\frac{I_0T^2}{(1-R)^2} \qquad (12.18.)$$

In cazul dat când nu există pierderi prin absorbţie în oglinzi, avem 1-R=T şi $I_{max}=I_0$, adică toată energia transmisă de sursa de lumină în direcţia maximului trece prin etalon. Mărirea

$$\tau=\frac{T^2}{(1-R)^2} \qquad (12.19.)$$

se numeşte, de obicei, transmisia etalonului în maxim. Ea depinde de valoarea absorbţiei straturilor reflectante α=1-R-T astfel încât pentru R mari această dependenţă devine mai importantă.

Minimul funcţiei (12.16) corespunde lui $\sin\frac{\Delta\varphi}{2}=1$. Intensitatea luminii în minim este egală cu

$$I_{min}=\frac{I_0T^2}{(1+R)^2} \qquad (12.20.)$$

Raportul dintre intensitatea în maxim şi intensitatea în minim

$$\gamma=\frac{I_{max}}{I_{min}}=\left(\frac{1+R}{1-R}\right)^2 \qquad (12.21.)$$

se numeşte contrastul etalonului şi depinde numai de R.

Pentru caracteristica conturului franjelor de interferenţă se foloseşte criteriul claritãţii F, parametru care este determinat cu raportul între distanţa dintre două maxime succesive de interferenţă şi lărgimea franjei E.

Conform definiţiei, lărgimea conturului franjei E este dată de expresia $I/I_0=1/2$, valori ce corespund pentru $\Delta\varphi/2=K\pi\pm\varepsilon/2$, unde K este numărul de ordine al maximului de interferenţă (un număr întreg , fig.12.5).

Considerând că E este mic, putem scrie $\sin(\Delta\varphi/2)\approx\varepsilon/2$ şi $\frac{2\sqrt{R}}{1-R}\cdot\frac{\varepsilon}{2}=1$, de unde

$$\varepsilon=\frac{1-R}{\sqrt{R}} \qquad (12.25.)$$

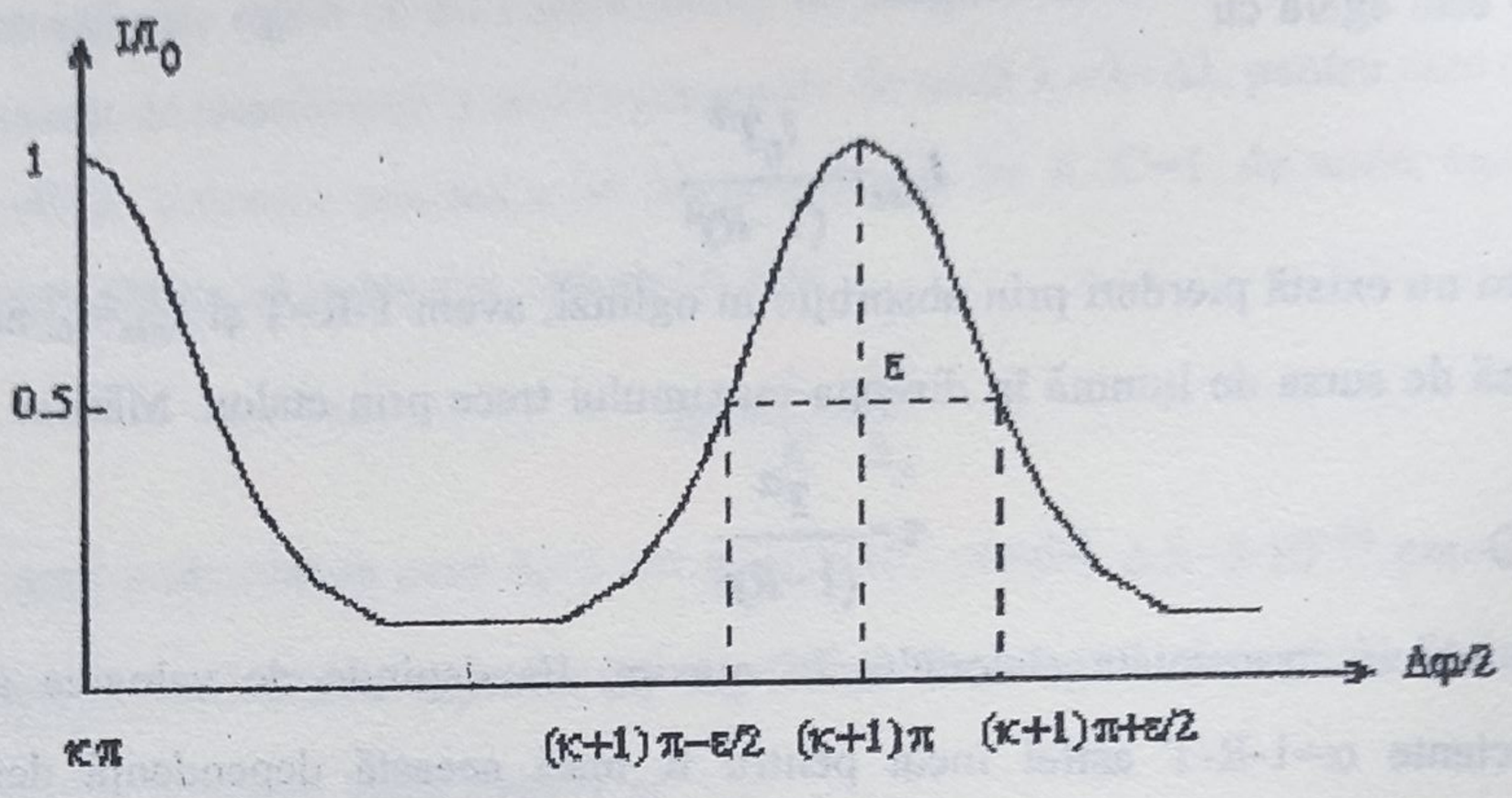


Fig.12.5

Criteriul claritãţii

$$F=\frac{\pi}{\varepsilon}=\frac{\pi\sqrt{R}}{1-R} \qquad (12.26.)$$

Observăm că acest criteriu, care caracterizează profilul franjelor ca şi vizibilitatea lor este determinat de factorul de reflexie R. Pentru $R\to\infty$, $F\to\infty$. Conform expresiei (12.26) pentru R=0,9 (o valoare reală a oglinzilor interferometrului Fabry-Perot) F=30, ceea ce ne demonstrează că distanţa dintre două maxime vecine depăşeşte lărgimea fiecăreia de aproximativ 30 ori.

In mod analog putem calcula suma amplitudinilor fasciculelor reflectate cu unica excepţie că primul fascicul reflectat are un defazaj cu fiecare din fasciculele succesive reflectate egal cu π. Luând în consideraţie condiţia T+R=1 se poate obţine:

$$\frac{I_R}{I_0}=\frac{4R\sin^2(\frac{\Delta\varphi}{2})}{(1-R)^2+4R\sin^2(\frac{\Delta\varphi}{2})} \qquad (12.27.)$$

Se vede că pentru $\sin(\Delta\varphi/2)=0$, $I_R=0$, în timp ce $I_\Gamma=I_0$.

Pentru $\sin(\Delta\varphi/2)=1$:

$$\frac{I_R}{I_0}=\frac{4R}{(1+R)^2} \qquad (12.28.)$$

Tinând cont de relaţia T+R=1 vom obţine:

$$\frac{I_T}{I_0}+\frac{I_R}{I_0}=1 \qquad (12.29.)$$

Spre deosebire de spectrul fasciculului transmis, în care maximele înguste sunt mărginite de minime relativ late, în spectrul fasciculului reflectat, după cum se vede din (12.29) maximele largi sunt mărginite de minime înguste.

Puterea de separare ε a etalonului Fabry-Perot nu poate fi determinată după criteriul Rayleigh, deoarece conturul instrumental al spectrului nu prezintă maxine şi minime secundare, ca în cazul spectrului obţinut cu ajutorul unei reţele de difracţie. De obicei, se consideră că etalonul Fabry-Perot încă mai separă două linii dacă acestea se află la o distanţă $\delta\lambda$ egală cu semilărgimea acestora. Pentru determinarea lui $\delta\lambda$ vom folosi relaţiile (12.19) şi (12.21), scriind raportul:

$$\frac{I}{I_{max}}=\frac{1}{1+\frac{4R}{(1-R)^2}\sin^2(\frac{\Delta\varphi}{2})} \qquad (12.30.)$$

Punând în expresia (12.30) $\frac{I}{I_{max}}=0{,}5$ se determină valoarea $\frac{\Delta\varphi}{2}$ pentru care este satisfăcută această condiţie. Dacă maximul conturului instrumental corespunde lui $\frac{\Delta\varphi}{2}=K\pi$, atunci punctului de pe contur în care $I=0.5I_{max}$ îi corespunde $\frac{\Delta\varphi}{2}=(K+\Delta K)\pi$. Aici ΔK este o parte fracţionară mică a ordinului. Evident, pentru ΔK mic, $|\sin(K+\Delta K)\pi|=|\sin\Delta K\pi|\approx\Delta K\pi$ şi deci $\sin^2(\frac{\Delta\varphi}{2})=(\Delta K\pi)^2$. Substituind $\sin^2(\frac{\Delta\varphi}{2})$ în (12.30) vom obţine valoarea lui ΔK:

$$\Delta K=\frac{1}{2\pi}\frac{1-R}{\sqrt{R}} \qquad (12.31.)$$

Distanţa δK dintre două linii care se află la limita de separare exprimată prin fracţiuni de ordin este egală cu $2\Delta K$,

$$\delta K=\frac{1}{\pi}\frac{1-R}{\sqrt{R}} \qquad (12.32.)$$

Pentru unghiuri mici de incidenţă θ a luminii pe etalon conform (12.3) :

$$K=\frac{2d}{\lambda} \qquad (12.33.)$$

Diferenţiind această expresie, obţinem $\lambda\delta K+K\delta\lambda=0$ de unde

$$\varepsilon = \frac{\lambda}{\delta\lambda} = \left|\frac{K}{\delta K}\right| \qquad (12.34.)$$

Inlocuind în (12.34) valoarea lui K din (12.33) şi pe a lui δK din (12.32) obţinem pentru puterea de separare a interferometrului Fabry-Perot:

$$\varepsilon = \frac{2\pi d}{\lambda}\frac{\sqrt{R}}{1-R} \qquad (12.35.)$$

In cazul unor coeficienţi de reflexie mari, putem înlocui pe $\sqrt{R}$ cu unitatea şi atunci, cu o precizie de până la câteva procente obţinem:

$$\varepsilon=\frac{2\pi d}{\lambda(1-R)}\approx\frac{6d}{\lambda(1-R)} \qquad (12.36.)$$

Prin urmare, puterea de separare este direct proporţională cu distanţa dintre oglinzile interferometrului. Prin analogie cu expresia puterii de separare a reţelei de difracţie, pentru etalonul Fabry-Perot se poate scrie:

$$\varepsilon=kN_{ef}=\frac{2d}{\lambda}N_{ef} \qquad (12.37.)$$

unde N_{ef} este numărul efectiv de fascicule, adică acel număr de fascicule de intensitate egală, care asigură aceeaşi putere de separare ca şi o succesiune infinită de fascicule a căror intensitate este crescătoare.

Din relaţiile (12.34) şi (12.37), ţinând cont de (12.32), găsim numărul efectiv de fascicule:

$$N_{ef}=\frac{1}{\delta k}=\frac{\sqrt{\pi}\sqrt{R}}{1-R} \qquad (12.38.)$$

Din această ecuaţie se observă că numărul efectiv de fascicule este egal cu numărul inelelor de interferenţă care pot fi deosebite în intervalul dintre două ordine vecine.

Din analiza efectuată rezultă că puterea de separare şi contrastul interferometrului Fabry-Perot cresc substanţial odată cu mărirea coeficienţilor de reflexie ai oglinzilor, tinzând la infinit când R tinde la unu. Totuşi, în cazul folosirii oglinzilor cu coeficienţi de reflexie atât de mari (oglinzi cu strat de dielectric), puterea de separare reală este cu mult mai mică decât cea teoretică, dată de relaţia (12.35). Acest fapt se explică prin aceea că conturul instrumental real al franjelor

de interferenţă într-un etalon real se deosebeşte substanţial de conturul dat de funcţia Airy (12.19), dedusă pentru etalonul ideal, cu suprafeţele perfect plane, strict paralele şi infinite. In realitate, oglinzile unui etalon real nu sunt perfect plane şi paralele, iar difracţia luminii pe oglinzile de dimensiuni finite determină o abatere a distribuţiei energiei faţa de cea ideală dată de (12.19).

Folosind relaţiile (12.33) şi (12.34) găsim că puterea de separare a interferometrului real este:

$$\varepsilon = \frac{k}{\delta k} = \frac{d}{\delta d} \qquad (12.38)$$

unde δd este variaţia distanţei dintre oglinzile interferometrului, care apare din cauza abaterilor de la planeitate ale oglinzilor. Deocamdată, este practic imposibil să se prelucreze suprafeţe de câţiva centimetrii cu o precizie $\delta d < \lambda/100$.

Stabilirea paralelismului cu o precizie cât mai mare este de asemenea dificilă, ceea ce înseamnă că pentru un interferometru cu distanţa dintre oglinzi de 100 mm se poate atinge o putere de separare de cel mult 2×10^7.

D. *Determinări experimentale*

Modelarea interferenţei multiple se face cu programul "FABRY.EXE" care permite obţinerea spectrului de interferenţă pentru diferite valori ale distanţei dintre oglinzi, ale coeficientului de reflexie a acestora şi a lungimii de undă a radiaţiei incidente.

Se trasează spectrele de interferenţă pentru cinci perechi diferite de valori pentru d, R şi λ, în condiţiile în care sunt vizibile două maxime. Curbele obţinute se scot la imprimantă folosind tasta "Print Screen".

Se măsoară lărgimea franjelor la jumăatea înălţimii lor, E, şi distanţa dintre maxime, D. Se determină valoarea criteriului claritătii F=D/E şi se compară cu valoarea teoretică (12.26).

Se calculează pentru fiecare situaţie puterea de separare a etalonului.

Lucrarea nr.13. RETELE OPTICE DE DIFRACTIE

A. *Scopul lucrării*

Studiul fenomenului de difracţie pe o reţea optică, determinarea constantei reţelei.

B. *Dispozitive şi materiale necesare*

Goniometru, reţea optică, lampă cu vapori de sodiu.

C. *Principiul fizic al lucrării*

Prin reţea optică de difracţie se înţelege un sistem format dintr-un număr mare de fante transparente, paralele, situate în acelaşi plan, egale şi echidistante, separate prin benzi opace. Cea mai simplă reţea de difracţie este formată dintr-o lamă de sticlă pe care sunt gravate cu ajutorul unei maşini de divizat o serie de trăsături paralele, echidistante. Se mai folosesc de asemenea, aşa numitele replici obţinute prin realizarea unor tipare de gelatină, copii ale unor reţele metalice de reflexie. Tiparele pe gelatină se aşează între două lame de sticlă plan paralele, pentru a evita deteriorarea lor. Un fascicul de lumină ce cade pe reţea suferă fenomenul de difracţie. Razele difractate de diferitele fante ale reţelei se suprapun în planul focal al unei lentile şi interferă. Avem aşadar o suprapunere de două procese: difracţia luminii pe fiecare fantă în parte şi interferenţa razelor venite de la toate fantele.

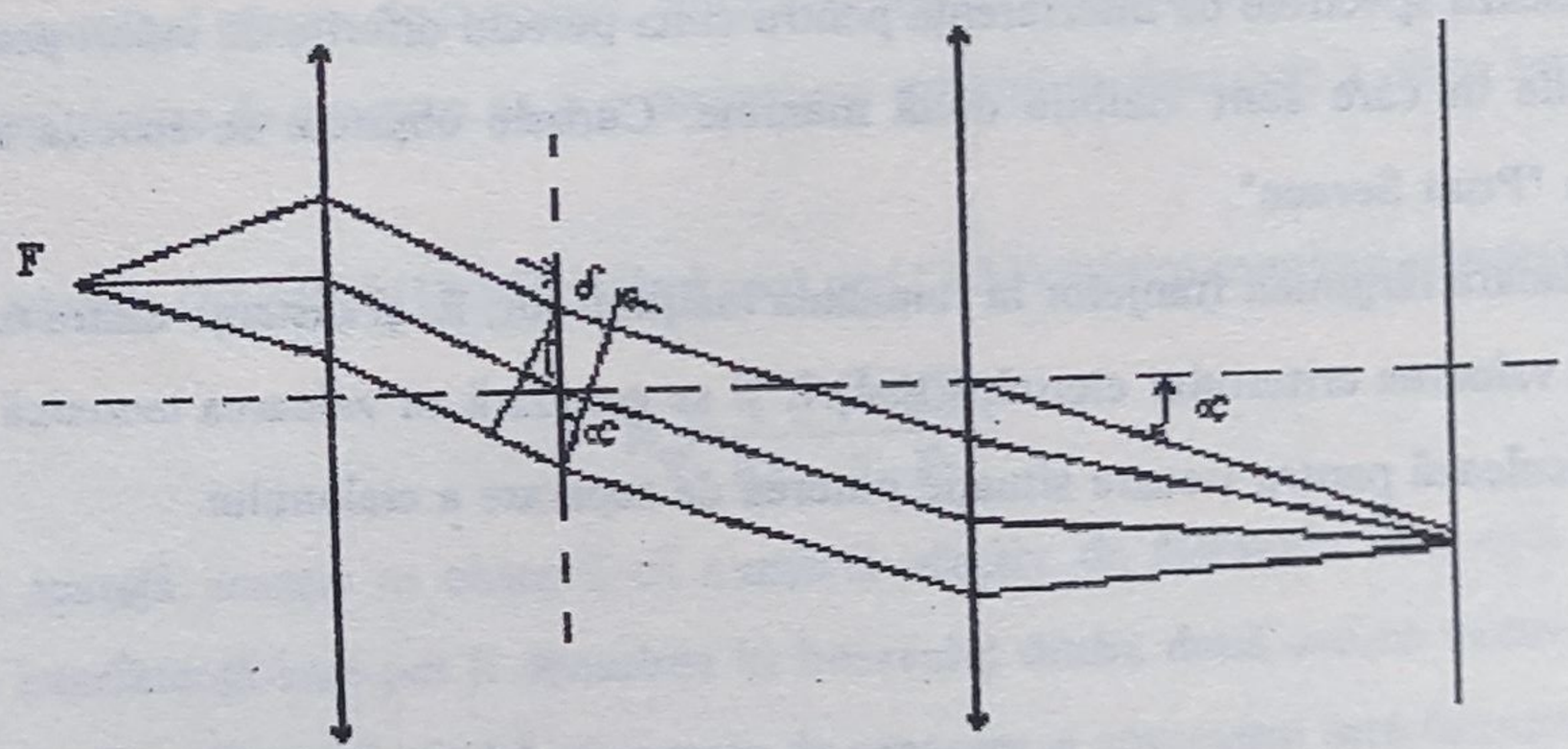


Fig.13.1.

Pentru observarea fenomenului şi efectuarea unor măsurători se foloseşte următorul dispozitiv. O fantă F se găseşte în planul focal al lentilei convergente L_1, astfel încât, după refracţie, lumina emisă de fantă se transformă într-un fascicul de raze paralele care cade pe reţeaua R cu trăsăturile paralele cu fanta F. Lumina difractată de reţea străbate o a doua lentilă

L_2 în al cărui plan focal se află paravanul P. Notăm cu *a* lărgimea unei trăsături a reţelei, cu *b* distanţa dintre două trăsături şi cu $d=a+b$ distanţa dintre centrele a două fante alăturate, aşa numita *constantă a reţelei* (fig.13.1).

De asemenea, se notează cu *i* şi α unghiurile pe care razele incidente, respectiv refractate le fac cu normala la reţea. Unghiurile i şi α se vor considera pozitive când sunt de o parte a normalei şi negative când sunt de cealaltă parte. Intre oscilaţiile provenite de la două deschideri alăturate va exista diferenţa de fază:

$$\varphi=\frac{2\pi}{\lambda}\,\delta \qquad (13.1.)$$

şi o diferenţă de drum δ corespunzătoare maximelor de difracţie dată de:

$$\delta=d\,(\sin i\pm\sin\alpha) \qquad (13.2.)$$

In cazul unei lumini compuse se obţin maximele de difracţie corespunzătoare în funcţie de lungimile de undă, adică se obţine un spectru.

Din relaţia (13.2), se obţine condiţia de maxim când $\delta=k\lambda$:

$$\sin i\pm\sin\alpha=\frac{k\lambda}{d}=nk\lambda \qquad (13.3.)$$

unde λ este lungimea de undă a radiaţiei cu care se lucrează, iar K=0,1,2 este ordinul spectrului.

Din această relaţie se poate determina constanta reţelei:

$$n=\frac{\sin i\pm\sin\alpha}{k\lambda} \qquad (13.4.)$$

unde n reprezintă numărul total de trăsături pe unitate de lungime a reţelei (constanta reţelei), k-ordinul spectrului (spectrul care se obţine cu fasciculul ce trece nedeviat prin reţea are ordinul zero).

Relaţia (13.3) este relaţia fundamentală a reţelei; ea serveşte fie la determinarea unor caracteristici ale reţelei, fie la determinarea lungimilor de undă necunoscute emise de un izvor.

Goniometrul cu care se va lucra este descris la studiul prismei.

D. *Determinări experimentale*

Unghiurile de incidenţă i şi de difracţie α se măsoară relativ la normala reţelei, a cărei orientare nu o putem repera cu exactitate. De aceea se obişnuieşte să se facă măsurători ale unghirilor folosind metoda minimului de deviaţie.

Se defineşte unghiul de deviaţie ca fiind unghiul format de direcţia fasciculului incident cu fascicolul difractat:

$$\Delta_k = i \pm \alpha \tag{13.5.}$$

In cazul maximului de difracţie de ordinul zero (k=0) $\sin i = \pm \sin i_0'$ unghiul de difracţie este egal cu cel de incidenţă şi nu depinde de lungimea de undă. Rezultă că figura de difracţie obţinută în lumină albă are maximul de ordinul zero alb şi situat pe direcţia fasciculului incident.

Dacă reglăm sistemul colimator-lunetă astfel încât imaginea fantei de intrare a colimatorului să se formeze între firele reticulare, la introducerea reţelei de difracţie între colimator şi lunetă maximul de ordinul zero se formează tot între firele reticulare.

Pentru un maxim oarecare de ordin K constatăm, în conformitate cu relaţia (13.3), că unghiul de difracţie α este funcţie de unghiul de incidenţă. Dacă i creşte α scade, unghiul de deviaţie între cele două raze atingând o valoare minimă.

Derivând relaţia (13.3) în raport cu i se obţine:

$$\cos\alpha \frac{d\alpha}{di} + \cos i = 0 \tag{13.6.}$$

iar din (13.5) rezultă că la minim de deviaţie:

$$d\alpha = -di \tag{13.7.}$$

Relaţiile (13.6) şi(13.7) au soluţii de forma:

$$\alpha = \pm i + 2k\pi \tag{13.8.}$$

Transformând relaţia (13.3) în:

$$2d \sin\frac{\alpha \pm i}{2} \cos\frac{\alpha \mp i}{2} = k\lambda_0 \tag{13.3'.}$$

şi utilizând (813.) obţinem:

$$2d \sin\frac{\Delta_k}{2} = k\lambda_0 \qquad k=1,2,... \tag{13.9.}$$

In laboratorul de optică măsurătorile de unghiuri se efectuează cu goniometrul descris în lucrarea *Determinarea indicelui de refracţie al unei prisme prin metoda minimului de deviaţie.* In calitate de sursă de lumină se foloseşte o lampă cu descărcare în vapori de sodiu.

Pentru a determina experimental minimul de deviaţie corespunzător unui anumit ordin de difracţie K,se procedează în felul următor:

Se formează în luneta goniometrului imaginea clară a fantei colimatorului şi se aduce această imagine pe firul reticular vertical. Se citeşte poziţia φ_0 a lunetei.

Se aşează reţeaua pe măsuţa goniometrului. In lunetă apare figura de diracţie.

Se aduce luneta cu firul reticular pe maximul de ordin k (k=1,2,...).

Se deblochează măsuţa goniometrului şi se roteşte încet. La modificarea unghiului de incidenţă imaginea maximului de difracţie de ordin k se deplasează într-un sens (în funcţie de sensul de rotire al măsuţei), apoi îşi schimbă sensul de deplasare. Poziţia măsuţei pentru care se schimbă sensul de deplasare al fasciculului corespunde minimului de deviăţie. Se fixează măsuţa goniometrului în poziţia corespunzătoare minimului de deviaţie şi se deplasează luneta până cînd maximul ajunge pe firul reticular.

Se citeşte pe vernierul circular poziţia φ_k a lunetei. Se calculează Δ_k, unghiul de deviaţie minimă cu ajutorul relaţiei:

$$\Delta_k=\varphi_k-\varphi_0 \qquad (13.10.)$$

Se efectuează aceeaşi operaţie pentru k=1,2,3 (eventual şi k=-1,-2,-3).

Se reprezintăgrafic $\sin\frac{\Delta_k}{2}$ în funcţie de k. Se obţine o dreaptă avînd panta $\frac{\lambda_0}{2d}$.

Cunoscînd $\lambda_{0D}=5893\mathring{A}$ şi determinând panta dreptei (13.9) se poate determina distanţa d dintre două fante ale reţelei şi din egalitatea n=1/d (mm^{-1}) , constanta reţelei.

Datele experimentale se trec într-un tabel.

Lucrarea nr.14. DIFRACTIA FRAUNHOFER PE O FANTA DREPTUNGHIULARA

A. *Scopul lucrării*:

Studiul distribuţiei intensităţii luminii în figura de difracţie obţinută pe o fantă dreptunghiulară îngustă.

B. *Dispozitive şi materiale necesare*:

Laser cu He-Ne, fantă dreptunghiulară de deschidere reglabilă, celulă fotoelectrică, interfaţa tip CASSY, calculator.

C. *Principiul fizic al metodei*:

Difracţia luminii este un fenomen care se observă la propagarea luminii pe lângă muchiile corpurilor transparente sau opace, prin orificii mici sau, în general, în medii cu neomogenităţi pronunţate. Difracţia este caracteristică oricărei mişcări ondulatorii.

Cea mai simplă teorie a difracţiei luminii se bazează pe principiul Huygens-Fresnel. Unele cazuri de difracţie a luminii pot fi studiate calitativ prin metoda lui Fresnel.

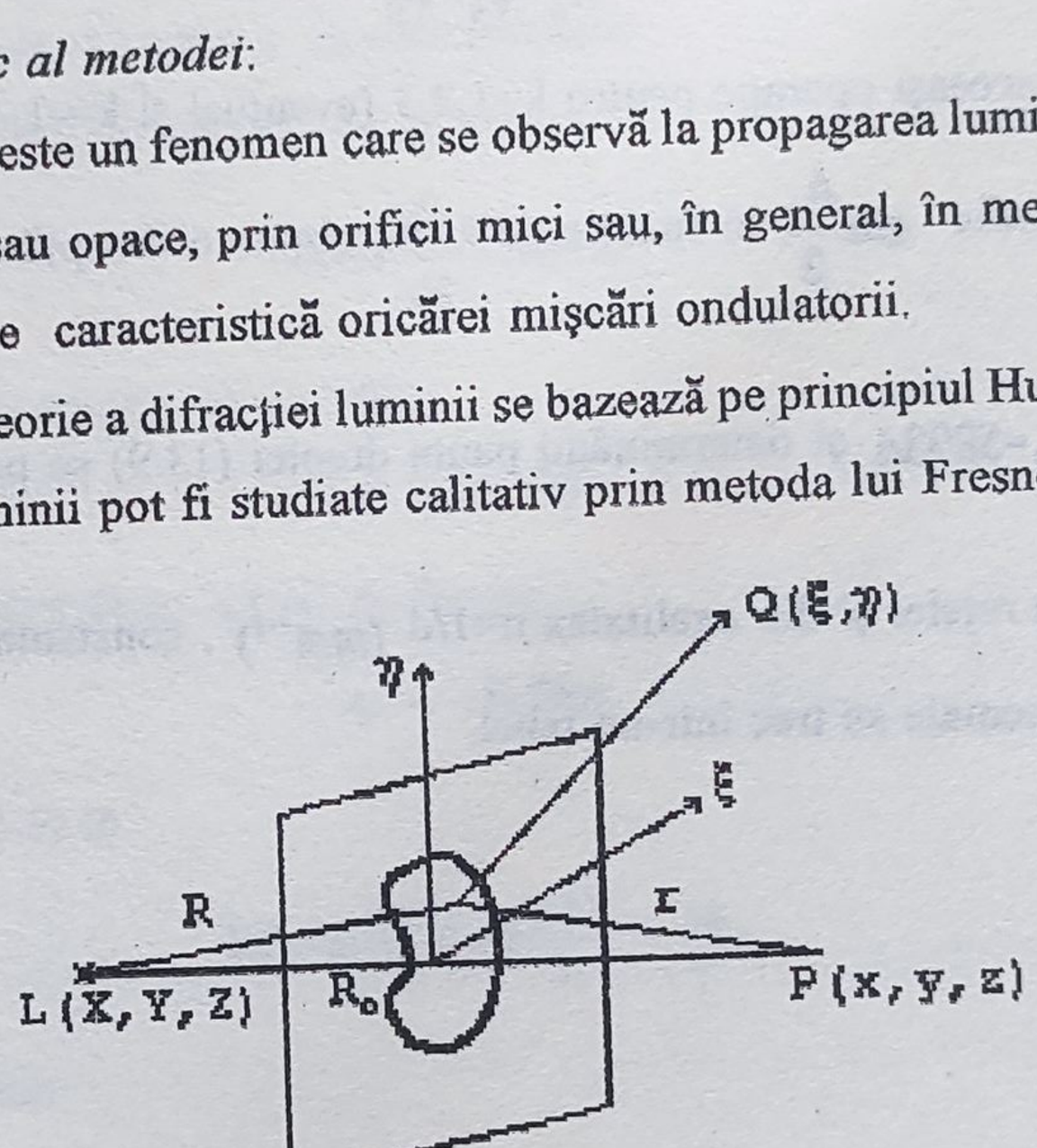


Fig.14.1.

O teorie mult mai riguroasă a difracţiei luminii, care nu operează cu principiul Huygens-Fresnel, constă în rezolvarea nemijlocită a ecuaţiilor lui Maxwell cu condiţiile de frontieră, care determină proprietăţile fizice ale ecranelor, orificiilor sau ale altor neomogenităţi ale mediului.

O asemenea teorie este legată de mari dificultăţi matematice. In momentul de faţă această teorie este dezvoltată numai pentru unele cazuri particulare.

La calcularea după principiul lui Huygens-Fresnel a distribuţiei intensităţii a figurii de difracţie la difracţia luminii pe un orificiu practicat într-un ecran plan, se presupune că în planul orificiului excitaţia luminoasă este la fel ca şi în prezenţa ecranului. Conform principiului

Huygens-Fresnel, excitaţia în punctul de observare P(x,y,z) este dată de expresia:

$$E_P=\frac{ik}{2\pi}\int_\sigma E_Q\,\frac{e^{-ikr}}{r}\,d\sigma \qquad (14.1.)$$

unde E_Q- amplitudinea undei incidente,

r- distanţa de la punctul P de observare la un punct oarecare $Q(\xi,\eta)$,

$k=\frac{2\pi}{\lambda}$- numărul de undă.

Integrala se calculează pe toată suprafaţa orificiului.

Dacă izvorul punctiform se află în L(X,Y,Z), atunci

$$E_Q=E_L\frac{e^{i(\omega t-KR)}}{R} \qquad (14.2.)$$

Pentru orificii mici $(\frac{\xi}{R},\frac{\eta}{R},\frac{\xi}{r},\frac{\eta}{r}<1)$, deci obţinem

$$E_P=A\iint e^{iK\,\Phi(\xi,\eta)}\,d\xi\,d\eta\,, \qquad (14.3.)$$

unde $A=\frac{iK}{2\pi}E_L\frac{e^{i\left[\omega t-K(R_0+r_0)\right]}}{R_0r_0}$,

Integrala (14.3) se pune sub forma C+iS, unde:

$$C=E_L\iint\cos\left[K\,\Phi(\xi,\eta)\right]d\xi\,d\eta$$
$$S=E_L\iint\sin\left[K\,\Phi(\xi,\eta)\right]d\xi\,d\eta \qquad (14.4.)$$

sunt integrale Fresnel.

Astfel, intensitatea luminii în punctul P va fi:

$$|E_P|^2=A^2\,(C^2+S^2) \qquad (14.5.)$$

Fenomenele de difracţie au fost împărţite în două categorii, după modul lor de producere. Astfel, *difracţia Fresnel* apre când în drumul unei unde sferice (produsă de un izvor punctiform) se introduce un ecran (obstacol) care o limitează; lumina pătrunde în regiunea de umbră geometrică, iar în regiunea luminată apar franje întunecate.

Difracţia Fraunhofer apare când o diafragmă este plasată în calea unui fascicol paralel.

In cazul difracţiei Fraunhoffer, calculele se simplifică foarte mult. In cazul unei fante dreptunghiulare de lărgime d (fig.14.2.) se obţine:

$$|E_p(\alpha)| \sim \left| \frac{\sin\left(\frac{1}{2} K d \sin \alpha\right)}{\frac{1}{2} K d \sin \alpha} \right|^2 \qquad (14.6.)$$

iar pentru o fantă circulară, cu diametrul D:

$$|E_p(\alpha)| \sim \left| \frac{2I_1\left(\frac{1}{2} K D \sin \alpha\right)}{\frac{1}{2} K D \sin \alpha} \right|^2 \qquad (14.7.)$$

unde I_1 este funcţia Bessel.

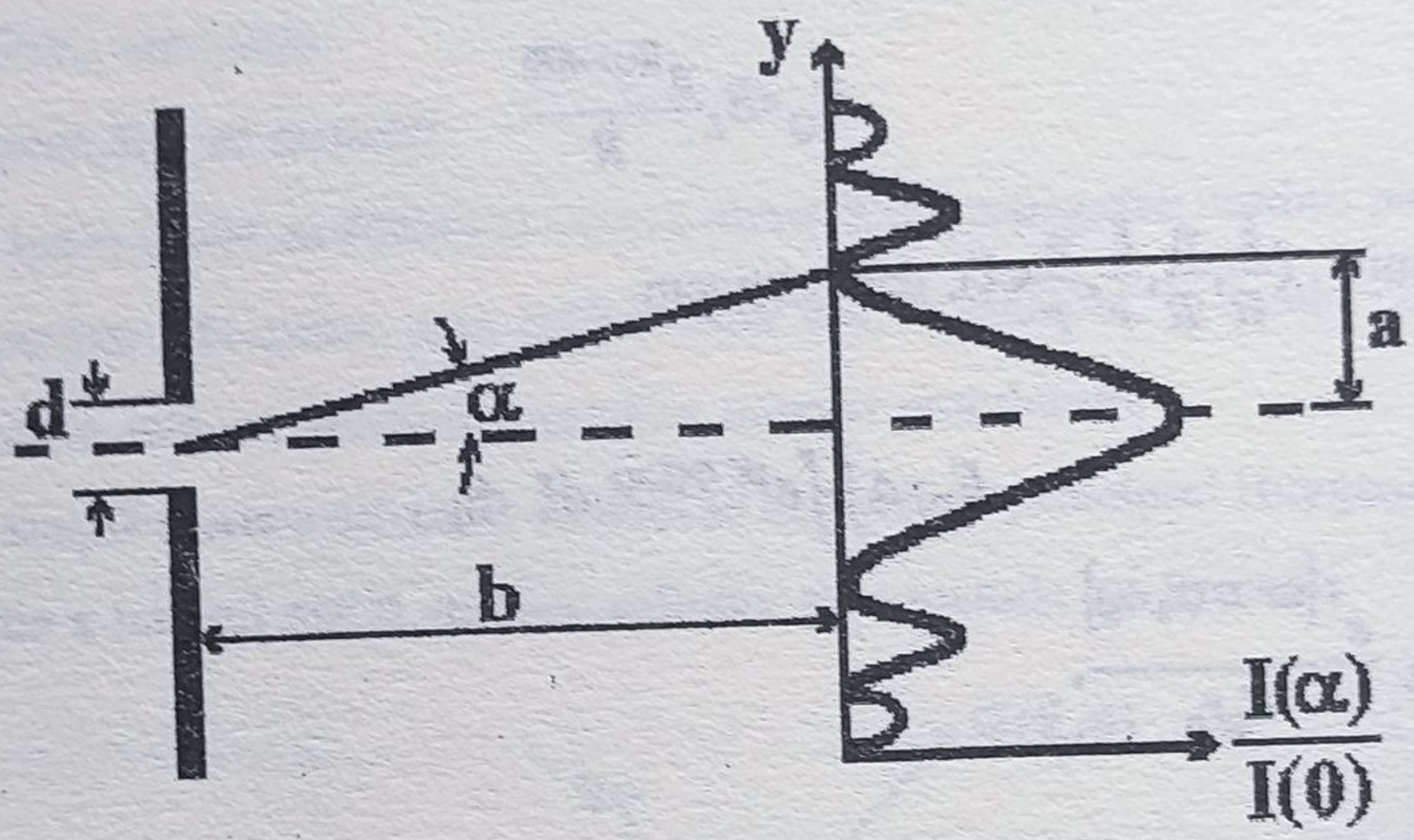


Fig.14.2

Mai multe fante înguste paralele formează o reţea de difracţie.

Maximele de difracţie se obţin pentru unghiuri α date de relaţia:

$$d \sin \alpha = K \lambda \,, \quad (K = \text{număr întreg}) \qquad (14.8.)$$

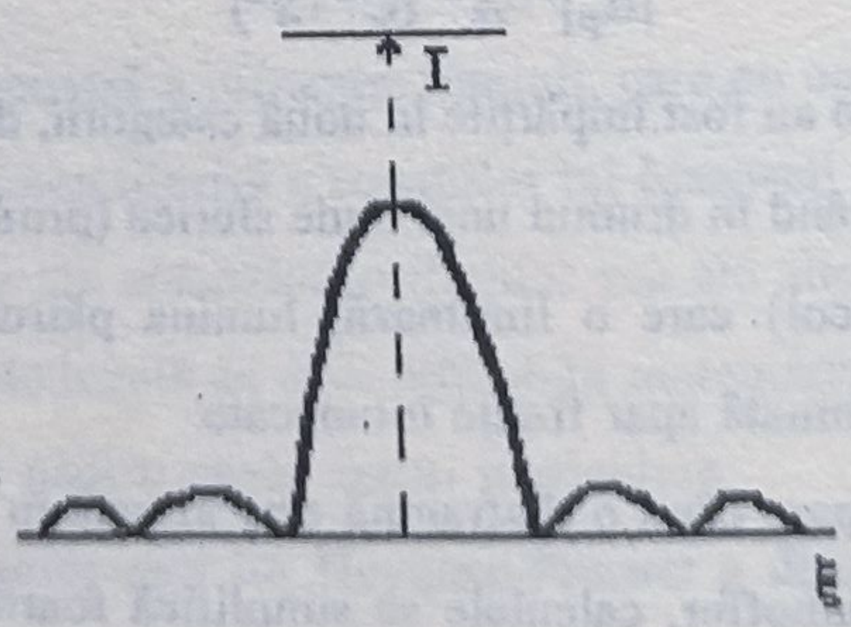


Fig.3.

Distribuţia de intensitate în figura de difracţie Fraunhoffer la o fantă filiformă, în lumină

coerentă, monocromatică, este:

$$I=I_0\left[\frac{\sin\frac{\pi}{\lambda}\frac{dy}{b}}{\frac{\pi}{\lambda}\frac{dy}{b}}\right]^2 \qquad (14.9.)$$

în care (fig.14.3):

I_0 -intensitatea maximă în figura de difracţie;

d -lărgimea fantei;

b -distanţa dintre planul fantei şi planul de observaţie;

y -coordonata punctului curent în planul de observare a figurii de difracţie;

In figura 14.4 este trasat graficul funcţiei $Z=(\frac{\sin\xi}{\xi})^2$. Ea are un maxim principal, $z=1$, pentru $\xi=0$ şi minime nule pentru

$$\xi=\pm K\pi \qquad (14.10.)$$

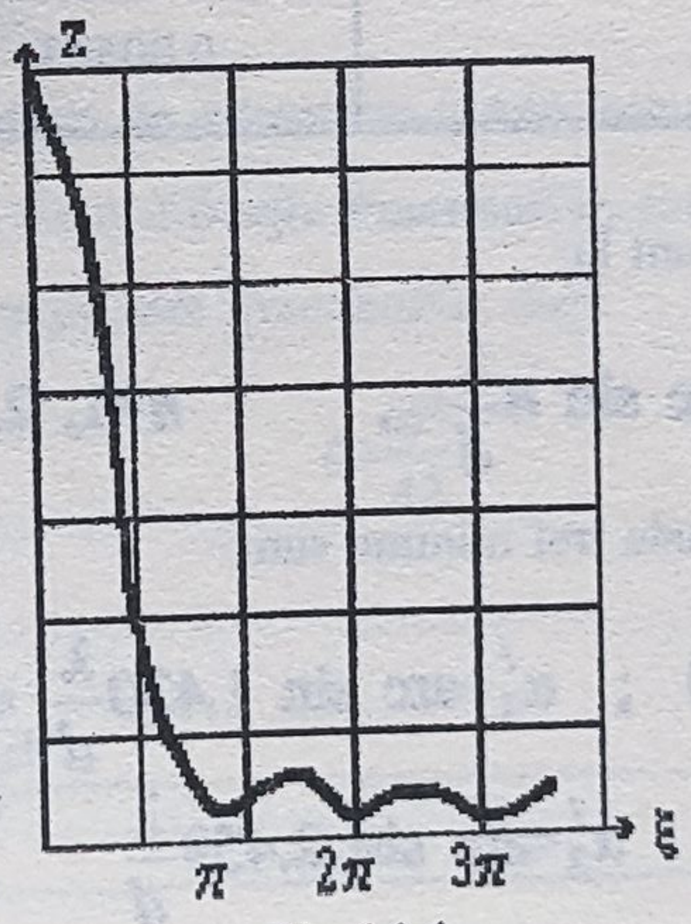


Fig.14.4.

Minimele succesive încadrează maximele secundare, ale căror poziţii sunt date de rădăcinile ecuaţiei tg ξ - ξ=0. Poziţiile maximelor, rădăcinile ecuaţiei tg $\xi = \xi$ şi valorile lor până la ordinul patru sunt date în tabelul de mai jos. Poziţiile maximelor secundare se apropie asimptotic de valorile:

$$\xi=\pm(2K+1)\frac{\pi}{2}\ , \qquad (14.11.)$$

cu

$$\xi=\frac{\pi d}{\lambda b}y$$

Tabel I

Primele cinci maxime ale funcţiei $Z=(\frac{\sin\ \xi}{\xi})^2$

ξ	$X=(\frac{\sin\ \xi}{\xi})^2$
0	1
1,430 π= 4,493	0,04718
2,459 π= 7,725	0,01694
3,470 π=10,90	0,00834
4,479 π=14,07	0,00503

Minimele de intensitate sunt la:

$$\alpha_n=\text{arc sin}\ n\frac{\lambda}{d}\ ,\qquad n=1,\ 2,\ 3...$$

iar unghiurile pentru primele trei minime sunt:

$$\alpha_0'=0\ ;\ \alpha_1'=\text{arc sin}\ 1.430\frac{\lambda}{d}\ ;$$

$$\alpha_2'=\text{arc sin}\ 2.459\frac{\lambda}{d}$$

Putem preciza caracteristicile esenţiale ale distribuţiei de intensitate în planul figurii de difracţie.

1. Ea constă dintr-un maxim central pronunţat şi maxime secundare din ce în ce mai slabe, încadrate de minime nule.

2. Dacă y=0, pentru maximul central, minimele se formează în punctele (fig.14.4):

$$y=\pm\ n\ \frac{\lambda b}{d} \qquad (14.12.)$$

3. Distanţa dintre două minime succesive este

$$\Delta y = \frac{\lambda b}{d} , \qquad (14.14.)$$

cu excepţia celor (de ordin -1 şi +1) care încadrează maximul central, între care distanţa este dublă:

$$\Delta y_0 = \frac{2\lambda b}{d} \qquad (14.15.)$$

Maximul central are o lungime dublă faţă de maximele secundare.

4. Intensitatea în maxime secundare scade rapid cu creşterea ordinului şi anume, conform tabelului de valori, în proporţia 1;0,047;0,017;0,008;0,005.

D. *Determinări experimentale.*

Aranjamentul experimental de principiu este prezentat în fig.14.5. El este format dintr-un laser He-Ne, în faţa căruia este aşezată fanta, a cărei deschidere a fost anterior măsurată cu ajutorul unui microscop. Semnalul este culeş cu o fotodiodă, plasată la o distanţă cât mai mare de fantă, cuplată la interfaţa calculatorului. Fotodioda poate fi deplasată cu viteză constantă cu ajutorul unui dispozitiv mecanic.

Pentru obţinerea distribuţiei de intensitate (14.9) trebuiesc îndeplinite câteva condiţii:

a. Difracţia pe fantă să fie o difracţie Fraunhoffer. Intr-un dispozitiv fără lentile, ca cel schematizat în figura 14.5 difracţia este Fraunhoffer dacă

$$b \gg \frac{d^2}{4\lambda} \qquad (14.16.)$$

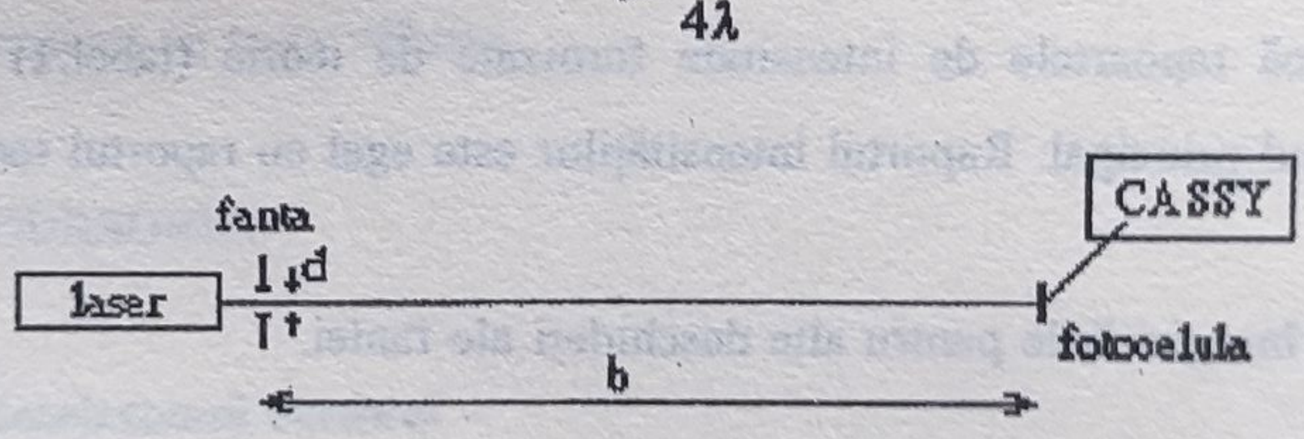


Fig.14.5

In caz contrar, difracţia este de tip Fresnel şi abaterile de la distribuţia de intensitate (14.9) sunt cu atât mai pronunţata cu cât condiţia (14.16) este mai puţin satisfăcută. Trăsăturile esenţiale ale distribuţiei (14.9) se păstrează însă, atâta timp cât condiţia (14.16) nu este flagrant încălcată.

b. Lumina incidentă asupra fantei trebuie să fie cât mai apropiată de monocromatism şi de o coerenţă spaţială perfectă, acestea fiind condiţiile în care expresia (14.9) a fost stabilită.

c. Fotocelula nu are un răspuns liniar în funcţie de intensitatea luminii incidente. Pentru a evita intrarea ei în saturaţie, fanta care se găseşte în faţa ei trebuie să aibă o deschidere cât mai

mică, iar în paralel cu celula se introduce o rezistenţă de ordinul zecilor de kΩ.

Sursa de lumină ideală este un laser He-Ne. Lumina emisă de un astfel de laser (λ=6328 Å) are o lărgime spectrală foarte mică, iar frontul undei laser este coerent. Fanta este iluminată direct cu fasciculul laser.

Semnalul de la fotocelula ce se deplasează cu viteză constantă pe domeniul spectral de interes, este recepţionat şi analizat de interfaţa ataşată calculatorului.

1. Se amorsează laserul şi se aliniază dispozitivul; figura de difracţie este adusă în dreptul fantei fotodetectorului.

2. Ingustând fanta F se lărgeşte figura de difracţie până când maximul ei central este de 15-20 ori mai larg decât fanta de intrare a fotocelulei.

3. Cunoscând viteza de deplasare a celulei, se defineşte în programul de măsurare funcţia y=v.t, care permite trasarea graficului I=f(y).

4. Se înregistrează distribuţia de tensiune în figura de difracţie. Se trasează graficul U=f(y), care are aceeaşi formă cu I=f(y).

5. Se determină coordonatele U şi y ale punctelor de maxim şi de minim. Cunoscând că

$$\alpha = \operatorname{arc\,tan} \frac{|y-y_0|}{b}$$

se determină unghiurile la care apar maximele şi minimele în figura de difracţie. Se verifică datele obţinute cu cele teoretice.

6. Se verifică rapoartele de intensitate furnizate de teorie (tabel.1) între maximele secundare şi maximul principal. Raportul intensităţilor este egal cu raportul tensiunilor date de fotocelulă.

7. Se repetă înregistrările pentru alte deschideri ale fantei.

ANEXA

COMENZI PENTRU PRELUCRAREA DATELOR IN MODUL GRAFIC CU CASSY

1. COMENZI GENERALE

<F1>-Linie prin origine

<Alt><F1>-Panta dreptei

<Alt><F2>-Panta dreptei şi y pentru x=0

<F2>-Linie printre puncte; tangentă

<F3>-Uneşte punctele experimentale prin segmente de dreaptă

<F4>-Uneşte punctele experimentale printr-o curbă

<F5>-Marchează aria selectată de sub grafic

<Alt><F5>-Calculează aria selectată

<F6>-Trasează o grilă pe grafic

<F7>-Copiază evaluările făcute cu <F1>...<F6> în memorie

<F8>-Sterge evaluările făcute cu <F1>...<F6> dacă nu au fost salvate cu <F7>

Cînd se lucrează cu două canale, pentru canalul doi funcţiile <F1>...<F6> şi <F9> se realizează apăsându-le concomitent cu tasta <Shift>.

2. LUCRUL CU CURSORUL

<F9>-Selectează/deselectează cursorul

<Space bar>-Se deplasează la cel mai apropiat punct de măsură

<Tab>-Se deplasează înainte cu o determinare

<Shift><Tab>-Se deplasează înapoi cu o determinare

<+>-Se înscriu pe ecran coordonatele cursorului

<->-Nu se înscriu pe ecran coordonatele cursorului

<Săgeţile>-Deplasează cursorul în direcţia corespunzătoare

3. SELECTAREA UNEI ZONE DIN GRAFIC

-Se poziţionează cursorul pe punctul de plecare şi se apasă <Ctrl><←>

-Se poziţionează cursorul pe punctul de sfârşit şi se apasă <Ctrl><→>

-Pentru deselectarea punctelor se apasă respectiv <Ctrl><Home> pentru primul şi <Ctrl><End> pentru al doilea

4. MARIREA UNEI ZONE DIN GRAFIC

-Se marchează începutul şi sfârşitul zonei dorite

-Se apasă <*>

-Se revine în forma iniţială cu </>

5. SCOATEREA GRAFICULUI LA IMPRIMANTA

<Shift><Print Screen>

BIBLIOGRAFIE

1. ***, *Lucrări practice de optică*, Universitatea din Bucureşti, 1985
2. V.P.Muşinschi, *Optica*, Universitatea de Stat din Chişinău, 1990
3. ***, *Experiments with CASSY*, Leybold Didactic GmBh, 1990
4. ***, *PHYWE - University Laboratory Experiments. Physics*, Gottingen, 1990
5. G.G.Brătescu, *Optica*, Ed.Did.şi Ped., Bucureşti, 1982
6. I.I.Popescu, E.I.Toader, *Optica*, Ed.Stiinţifică şi Enciclopedică, Bucureşti, 1989
7. H.E.Benett, J.M.Benett, în *Physics of Thin Films*, Academic Press Inc., New York, (1967)
8. S.Tolansky, în *Surface Microtopography*, Interscience Publishers, London, (1960)